



HAL
open science

Dynamique de frottement d'une mousse liquide : superglissement, glissement et accrochage

Alexis Commereuc

► **To cite this version:**

Alexis Commereuc. Dynamique de frottement d'une mousse liquide : superglissement, glissement et accrochage. Matière Molle [cond-mat.soft]. Université Paris-Saclay, 2023. Français. NNT : 2023UP-ASP152 . tel-04344186

HAL Id: tel-04344186

<https://theses.hal.science/tel-04344186v1>

Submitted on 14 Dec 2023

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Dynamique de frottement d'une mousse liquide : superglissement, glissement et accrochage

Friction dynamics of a liquid foam: superslip, slip and anchor

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n° 564 : physique en Île-de-France (PIF)
Spécialité de doctorat : physique
Graduate School : Physique. Référent : Faculté des sciences d'Orsay

Thèse préparée dans l'unité de recherche **Laboratoire de Physique des Solides (Université Paris-Saclay, CNRS)**, sous la direction de **François Boulogne**, Chargé de recherche, et la co-direction de **Emmanuelle Rio**, Professeure des universités

Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 14 Novembre 2023, par

Alexis Commereuc

Composition du jury

Membres du jury avec voix délibérative

Sandra LEROUGE Professeure des universités, Université Paris Cité	Présidente & Examinatrice
Marie LE MERRER Chargée de recherche - HDR, CNRS, Université de Lyon 1	Rapporteuse & Examinatrice
Arnaud SAINT-JALMES Directeur de Recherche, CNRS, Université de Rennes	Rapporteur & Examinateur
Florence ROUYER Maîtresse de conférence - HDR, Université Gustave Eiffel	Examinatrice

Titre : Dynamique de frottement d'une mousse liquide : superglissement, glissement et accrochage
Mots clés : Mousse, Rhéologie, Frottement, Morphologie, Glissement

Résumé :

Nous cherchons à mieux comprendre le comportement d'une mousse liquide mise en écoulement sur une surface couverte d'un réseau de plots submillimétriques contrôlés. Dans un premier temps, grâce à des visualisations, nous caractérisons l'empreinte de la couche de bulles en contact statique avec la paroi. Celle-ci peut être déformée ou non selon un critère universel, comparant la taille du réseau et le rayon de courbure des bords de Plateau. De plus, nous comptons une augmentation du nombre moyen de côtés avec le facetage de la bulle. Dans ce cas, la longueur des côtés est un multiple de deux fois le paramètre du réseau.

Ensuite, nous considérons la dynamique du système en déplaçant la surface texturée à vitesse imposée. La mesure de la contrainte à l'interface, couplée à des visualisations, permet de caractériser le frottement. Nous mettons en avant l'existence d'un régime de superglissement qui est caractérisé par une réduction des contraintes par

rapport aux surfaces lisses d'environ 30 % si la hauteur des plots est supérieure à un minimum de trente microns. Le mécanisme repose sur la présence de liquide entre les texturations modifiant les conditions de frottement. Par ailleurs, nous montrons que les contraintes dans le régime de collé-glissé ne sont plus décrites par un nombre sans dimension analogue aux études précédentes. Au-delà d'un seuil cohérent avec la littérature, le régime d'ancrage est atteint. Nous mesurons une contrainte seuil de la mousse constante avec la vitesse, où un dépôt de mousse est toujours observé. Plus généralement, si nous voyons des réarrangements topologiques, il est possible d'avoir un dépôt, bien qu'aucun critère universel n'ait été mis en évidence.

Enfin, nous avons fait une expérience où une mousse est mise en contact avec un capillaire plus petit que la taille d'une bulle, forçant les effets de confinement. Un modèle de la vidange spontanée des bulles décrit la dynamique aussi bien d'une bulle seule que d'une mousse.

Title : Friction dynamics of a liquid foam: superslip, slip and anchor

Keywords : Foam, Rheology, Friction, Morphology, Slip

Abstract : Our goal is to gain a better understanding of the behaviour of a liquid foam flowing over a surface covered with a network of controlled submillimetre pillars. Firstly, using visualisations, we characterise the footprint of the layer of bubbles in static contact with the surface. This can be deformed or not according to a universal criterion, comparing the size of the network and the radius of curvature of the Plateau borders. In addition, the average number of sides increases as the bubble is shaped. In this case, the length of the sides is a multiple of twice the lattice parameter.

We then consider the dynamics of the system by moving the textured surface at an imposed speed. Measurement of the stress at the interface, coupled with visualisations, enables us to characterise the friction. We demonstrate the existence of a super-slip regime, characterised by a reduction in stress relative to smooth surfaces of around 30 %

if the height of the pillars is greater than a minimum of thirty microns. The mechanism is based on the presence of liquid between the textures, which modifies the friction conditions. Furthermore, we show that the stresses in the stick-slip regime are no longer described by a dimensionless number similar to previous studies. Above a threshold consistent with the literature, the anchored regime is reached. We measure a yield stress of the foam that is constant with speed, where foam deposition is always observed. More generally, if we see topological rearrangements, it is possible to have a deposit, although no universal criterion has been demonstrated.

Finally, we carried out an experiment in which a foam was brought into contact with a capillary tube smaller than the size of a bubble, forcing confinement effects. A model for the spontaneous emptying of bubbles describes the dynamics of both a single bubble and a foam.

"Un Homme meurt lorsque son souvenir tombe dans l'oubli!"

Eiichiro Oda

À mon parrain, à ma tante.

Remerciement

Finalement... c'était pas si long ! Lorsque j'ai commencé ma thèse en stage de M2, l'aventure paraissait très longue et j'étais loin de me douter de tout ce qui allait se passer. Personne n'aurait pu prévoir que deux semaines après je rentrerais chez mes parents en confinement. Pourtant, maintenant que c'est la fin, lorsque je regarde en arrière, j'ai l'impression que c'était hier.

Je profite de cet espace pour remercier l'ensemble des personnes qui m'ont aidé lors de cette thèse. Pour commencer, je remercie le jury dans son ensemble pour avoir accepté de passer du temps sur mes travaux et pour les discussions qui en découlent. Merci à Marie Le Merrer pour vos remarques avant et après la soutenance. Merci à Arnaud Saint-Jalmes d'avoir accepté de rapporter ma thèse et merci aussi de m'avoir encadré lors de mon stage de M1. C'est avec ce stage que j'ai découvert le domaine de la matière molle et que j'ai eu envie de continuer en thèse, sous tes encouragements et recommandations. Merci à Florence Rouyer et Sandra Lerouge d'avoir été examinatrices lors de ma soutenance, et merci à tous d'être venu sur place.

Je remercie l'ANR pour le financement de ces travaux à travers le projet ASPERFOAM ; le CNRS, l'Université Paris-Saclay et l'école doctorale PIF pour m'avoir permis d'effectuer ce doctorat.

Je remercie également mon laboratoire d'accueil, le LPS, qui nous permet de travailler dans des conditions optimales aussi bien en salle de manip que dans les bureaux. J'en profite pour remercier l'ensemble des non permanents du laboratoire avec qui nous avons l'occasion de faire de nombreuses activités scientifiques (Cookies Club) et plus informelles, notamment grâce au soutien du laboratoire.

Je continue avec un remerciement particulier pour les membres de l'équipe MMOI en commençant par mes encadrant.e.s de thèse : François et Emmanuelle. Tout doctorant réalise à un moment de sa thèse que le plus important n'est pas d'avoir un sujet qui nous intéresse, mais bien d'avoir une équipe encadrante qui nous permet de grandir – aussi bien d'un point de vue scientifique que d'un point de vue humain – et nous supporte dans les moments compliqués. Et pour le coup, je me considère chanceux de vous avoir eu comme équipe d'encadrement. Nos réunions du lundi matin vont me manquer, même si parfois il me fallait finir les analyses à la dernière minute (ce qui peut être un peu stressant). Je crois qu'en trois ans, je n'ai jamais vu Manue avec autre chose qu'un sourire

aux lèvres, même lorsque je n'étais pas satisfait de mes résultats. Travaillé avec François est une vraie chance, je sais qu'à chaque interaction je vais ressortir en ayant appris quelque chose, que ce soit sur la technique expérimentale, sur une idée de calcul ou même sur la compréhension du système scientifique. Pour tout ça et tout ce que je n'ai pas écrit ici, merci mille fois ! Je continue avec le reste des permanents, notamment ceux de la team cantine (Anniina, Cristophe, Laura) qui m'ont accompagné lors d'innombrables repas et qui prennent le temps de savoir comment ça se passe aussi pour les autres étudiants. Merci à Sandrine pour ces journées de manip de fin de thèse qui m'ont permis de te découvrir, et au chef d'équipe (qui adore être appelé chef) Frédérique pour ses débats autour d'un café et ses superbes pâtisseries.

Vient le tour des thésards, qui sont sacrément nombreux dans cette équipe, et qui jouent beaucoup dans le support émotionnel nécessaire à une thèse. Tout d'abord merci à Manon pour avoir débroussaillé le sujet et m'avoir montré énormément de choses pendant ta rédaction et même après ton départ. Merci à Marina, ma première cobureau, qui m'a permis de travailler dans un sauna pendant un an et qui m'a donné un avant-gout de la rédaction. Te voir booster au café toute la journée m'a permis de mieux me préparer à ce sprint final. Merci à Aymeric d'avoir installé un peu de Bretagne avant mon arrivée, même si j'ai assuré la relève quelques années, il va falloir attendre encore un peu pour que quelqu'un reprenne le flambeau. Vient ensuite le tour de Marie. Le premier lab cleaning que j'ai fait étais avec toi et Manon sur du Diam's, et j'ai compris que les prochaines années dans l'équipe ne pourraient pas être mauvaises. Julian, tu le sais déjà mais je vais te le redire, ton rôle dans l'équipe était indispensable. Tu m'as beaucoup appris en passant souvent dans la salle de manip et beaucoup aidé mentalement en passant dans mon bureau. Jusque-là c'était seulement les anciens thésards avant mon arrivée. Mais j'ai eu la chance d'être dans une année où 3 nouveaux doctorants rejoignaient l'équipe. Tiago, même si tu as passé la plupart de ton temps au CEA j'ai été ravi d'avoir pu te découvrir plus lors de la conf en Grèce cet été. Elina, merci aussi pour tous ces repas au CESFO, merci pour toutes les pâtisseries que tu amènes et merci de râler quand quelque chose ne va pas, ça nous aide aussi à râler avec toi. Suzanne, je me souviens qu'en début de thèse tu avais peur de ne pas avoir d'idée de mot pour nos carnets. Entre les représentants non permanents, le partage du bureau, et cette conférence en Grèce ; je pense qu'on a de quoi remplir toute une page. Merci encore pour tout ce qu'on a fait ensemble, de m'avoir fait bouger quand j'en avais besoin, de m'avoir supporté lors de la rédaction (et lors de la présentation alors qu'on n'avait plus aucune motivation). Enfin, il reste les plus jeunes, les thésards qui sont arrivés les années d'après. Alice, je te maudis un peu pour ce voyage en train de deux jours, même si cela nous a permis de découvrir Vienne

(très beau souvenir de thèse). Je vais arrêter de t'embêter et je reconnais ici que tu fais bien partie de la team mousse. Marion et Théophile, je vous ai tous les deux rencontrés lors de vos stages avant le début de vos thèses. Heureusement que vous êtes revenu ici, vous apportez beaucoup à l'ambiance en salle de manips et aux pauses. Merci pour vos montages toujours plus subtils et toujours de bon gout. Merci pour ce week-end à Dinan, même si vous me faites honte à boire du Ricard. Enfin les nouveaux thésards, Victor et Salomé, bon courage pour ces 3 ans, je sais que vous êtes entre de bonne main dans cette équipe.

Je sais que ces remerciements sont déjà longs, mais il reste encore du monde qu'il me faut remercier. Mes amis, ceux qui m'ont accompagné en région parisienne depuis le Magistère et depuis la thèse, mais aussi ceux qui m'accompagnent depuis le lycée. Solène, Violette, Baptiste, notre amitié dure depuis au moins 8 ans, je vous ai vu passer de lycéens à adultes avec pleins de projets. Heureusement que je vais bientôt rentrer pour profiter de vous, à Saint-Malo (et Dinard). Merci encore d'être venu, ça comptait beaucoup pour moi et j'ai l'impression que ça comptait autant pour vous que pour ma famille. Ça montre que vous êtes comme une famille pour moi. Trop hâte de repartir en voyage avec vous, d'aller surfer maintenant que j'ai une planche, et d'assister au mariage!!!

L'arrivée en région parisienne c'est fait lors de notre arrivée au Magistère avec la troupe venant de Rennes. C'est ici que nous avons commencé notre sitcom avec la rencontre du groupe des singes. Alexis, Alexandre, Victor, nous nous sommes bien amusés au RU après les cours avec Dylan, Julien, Timothée, Timothé. Je ne remercie pas Alexis et Alexandre pour être parti en ERASMUS, nous obligeant à noyer notre tristesse avec Victor dans de nombreux fast-food dont le nom ne sera pas mentionné. Mais je remercie Victor pour ces nombreuses soirées du vendredi soir où je me trompais de colloques, merci à Alexandre pour vos soirées jeux de sociétés dans votre colloc avec Alexis. Heureusement, la saison 2 est arrivée avec son lot de PNJ : Marion et Alice. Marion, au début tu nous faisais un peu peur avec Charlotte, et j'avoue que ça continue encore parfois lorsque je joue mal à Valorant avec toi. Ah oui, et merci Marion de supporter nos singeries. Alice, tu noteras que tu ne fais pas partie de la catégorie "collègues". C'est une vraie belle rencontre qui m'a permis de me remettre en question sur mon niveau au blindtest. Dommage que tu te couches si tôt, ça nous empêche d'intégrer à nos super soirées gaming. Cette dernière année n'a pas été facile et je vous remercie tous de m'avoir aidé lors de nos week-ends cinéma, badminton et jeux de société. Désolé d'avoir causé autant de rebondissement dans la sitcom et de ne pas avoir suivi le script.

Je tiens également à remercier l'ensemble des membres de ma famille qui m'ont toujours soutenu lors de mes études, quitte à m'amener une voiture depuis

la Bretagne. Merci à mes parents d'avoir créé un lieu où on sait qu'on pourra toujours se retrouver, et à mes frères pour la complicité qu'on a développée. Même si on s'éloigne géographiquement, je sais qu'on restera toujours soudé.

Finalement, je tiens aussi à remercier celles qui m'ont accompagné pendant la thèse.

Table des matières

Introduction Générale	9
1 Dissipation à l'interface liquide-solide	13
1.1 Dissipation à l'interface ou en volume?	14
1.1.1 Hypothèse de Navier	14
1.1.2 Liquides purs : non-glissement à la paroi	15
1.1.3 Frottement des fondus de polymères	16
1.2 Étalement de goutte sur surface lisse et rugueuse : une dissipation infinie?	17
1.2.1 Angle de contact statique	18
1.2.2 Dynamique d'avancement d'une ligne triple	19
1.2.3 Étalement d'une goutte sur surface texturée	22
1.3 Dissipation d'un ménisque dynamique	25
1.3.1 Entraînement de liquide sur une paroi	25
1.3.2 Avancement d'une bulle dans un tube : problème de Bretherton	28
1.3.3 Modification de la condition à la limite solide/liquide : ajout de plots	29
1.3.4 Rôle des tensioactifs dans l'extraction d'une plaque . . .	31
1.3.5 Films de savon et bulles	32
1.4 Glissement sur surfaces texturées	39
1.4.1 Glissement sur coussin d'air : « Super Hydrophobic Surfaces »	39
1.4.2 Glissement sur surfaces poreuses imprégnées de lubrifiant : « SLIPS »	41
1.5 Rugosité macroscopique	44
1.5.1 Suppression du glissement par la présence de rugosités, rhéologie de volume	44
1.5.2 Application à la mousse liquide, ancrage des bulles . . .	46
1.5.3 Rôle de la taille de la rugosité, transition des mécanismes de frottement	48
1.6 Problématique et perspective de travail	52

2	Matériaux et méthodes	55
2.1	Formation et contrôle de la mousse	55
2.1.1	Génération de mousse	55
2.1.2	Dynamique de drainage	57
2.2	Micro fabrication de surfaces texturées	62
2.2.1	Description globale du procédé	62
2.2.2	Protocole de fabrication	62
2.2.3	Fabrication de surfaces en PDMS	65
2.2.4	Analyse des texturations	68
2.3	Mise en place de l'expérience	68
2.3.1	Mesure de contraintes	69
2.3.2	Visualisation des modes de frottement	71
3	Contact d'une mousse sur une paroi solide statique	75
3.1	Quel est le contact d'une mousse sur une surface?	75
3.1.1	Observations générales : influence de la rugosité	75
3.1.2	Description de l'ensemble des paramètres étudiés	77
3.2	Rationalisation des observations	78
3.2.1	Détermination du facettage	78
3.2.2	Critère de transition	80
3.3	Caractérisation de l'empreinte	81
3.3.1	Résultats bruts	82
3.3.2	Quelle est la distribution des longueurs des côtés?	84
3.3.3	Comment se compare la taille d'un côté par rapport à la taille des rugosités?	86
3.4	Conclusion	88
4	Visualisation des modes de frottement : gros plan sur les empreintes non déformées	91
4.1	Quantification des contraintes de frottement entre la mousse et des surfaces, avec ou sans rugosités.	91
4.1.1	Frottement sur parois lisses	91
4.1.2	Visualisation du mouvement des bords de Plateau : modes de frottement	94
4.1.3	Frottement sur surfaces texturées	94
4.2	Régime de glissement sur les surfaces texturées	96
4.2.1	Résultats bruts	96
4.2.2	Réduction du frottement	97
4.3	Effet de hauteur et de vitesse	98
4.3.1	Difficulté de la mesure	98

4.3.2	Auto-lubrification (Self-SLIPS)	99
4.3.3	Tentative de modélisation du frottement	103
4.4	Conclusion	105
5	Régimes de collé-glissé et d’ancrage	107
5.1	Détermination du mécanisme du frottement : visualisation et dépôt de mousse	107
5.1.1	Visualisation des bords de Plateau	107
5.1.2	Dépôt de mousse sur parois rugueuses	109
5.1.3	Corrélation des observations?	110
5.1.4	Comparaison avec les surfaces couvertes de billes	112
5.2	Influence de la taille des texturations	114
5.2.1	Comparaison de la transition des régimes	114
5.2.2	Comparaison des valeurs des contraintes	116
5.3	Effet de la vitesse d’entraînement sur la contrainte	118
5.3.1	Régime de collé-glissé	118
5.3.2	Régime d’ancrage	119
5.4	Conclusion	122
6	Vidange de bulles dans un capillaire	125
6.1	Contexte	126
6.2	Protocole expérimental et observations qualitatives	127
6.3	Modèle de vidange d’une bulle	128
6.3.1	Conservation du volume	129
6.3.2	Équilibre des forces	130
6.3.3	Solution analytique approchée	131
6.3.4	Discussion	133
6.4	Application aux mousses	136
6.5	Conclusion	137
	Conclusion générale	141

Introduction Générale

Durant mes trois années en thèse, plusieurs fois on m'a demandé « Et toi, c'est quoi ton sujet ? ». Généralement, lorsque je leur réponds « la mousse », un sourire d'étonnement apparaît sur leur visage. Il est vrai qu'après avoir entendu le sujet de mes amis sur l'astrophysique, la physique des particules, la physique nucléaire, ou encore la matière condensée, entendre que nous pouvons étudier des objets aussi familiers qu'une mousse liquide est bien loin de l'image qu'ils ont des scientifiques. Qui s'intéresserait à cet assemblage de bulles qui apparaît sur mon verre de cidre, que je peux produire sous la douche ou pendant ma vaisselle ?

Voilà un début de réponse ! Beaucoup d'industries *a priori* ! Car si certains aiment avoir de la mousse au-dessus de leur pinte de bière, il est parfois préférable de ne pas trop en avoir pendant que l'on fait la vaisselle. Dans les deux cas, il s'agit de bulles de gaz piégées dans du liquide, mais leurs propriétés, ici le temps de vie, diffèrent grandement. Cette question est devenue un sujet de recherche important pour une partie de la communauté industrielle et la communauté scientifique, car au-delà de la compréhension fondamentale de leur stabilité, il est important que la mousse reste en vie assez longtemps pour l'étudier ou l'utiliser.

La nature aussi produit de la mousse dans de nombreux contextes, mais il est facile de ne pas y prêter attention. Les vagues produisent de l'écume, qui joue un rôle majeur sur la formation d'embrun océanique et vient s'écraser sur les grains de sables de la plage. Le magma peut former une mousse, dont le frottement avec les parois volcaniques est essentiel pour expliquer la dynamique de sa montée. Dans ces exemples, non seulement le temps de vie mais aussi le frottement avec une paroi solide apparaissent comme un problème essentiel à comprendre. Il arrive souvent que la mousse rencontre des surfaces de rugosités très différentes. La mousse de bière vient froter les parois lisses du verre, lorsque le serveur nous l'amène. La mousse cosmétique se retrouve étalée sur notre peau, qui présente des aspérités. La mousse au chocolat rencontre la cuillère lisse avant d'atterrir sur notre langue, dont les papilles sont des rugosités. Ces exemples pratiques montrent que la question du frottement des mousses est un autre sujet important.

Dois-je utiliser des rugosités pour faire glisser ma mousse ou au contraire, la présence de ces rugosités va-t-elle empêcher les bulles de se déplacer ? Comment les bulles sont elles déformées par les rugosités ?

Quelles tailles dois-je leur donner pour améliorer ce glissement ou complètement le supprimer ? Quel est l'influence du confinement sur l'écoulement d'une mousse ? Toutes ces questions vont être explorées dans ce tapuscrit.

Afin de comprendre le frottement de la mousse, nous commençons par regarder le cas plus général de frottement de liquides simple et complexe sur des parois lisses et rugueuses dans le **chapitre 1**. Nous comprenons que le frottement d'une mousse liquide provient de la dissipation visqueuse des ménisques en contact avec la paroi solide. En revanche, l'ajout de rugosités présente généralement deux effets antagonistes : une augmentation du glissement ou une suppression du glissement apparent. Ceci nous permet de poser le cadre d'une partie de cette étude : comment le contrôle de la texturation de l'interface va modifier le frottement de la mousse liquide ?

Pour y répondre, nous mettons en place une première expérience consacrée au déplacement forcé d'une paroi dans la mousse, dans le but de caractériser le comportement statique et le frottement dynamique d'une mousse liquide sur une lame lisse ou rugueuse. Pour réaliser cette expérience, nous décrivons le dispositif expérimental dans le **chapitre 2** dans lequel des surfaces, texturées par des plots de longueurs contrôlées, sont mises en contact avec une mousse, dont nous varions et contrôlons la fraction liquide.

La première question qui nous intéresse est celle de la structure des bulles au contact de la paroi en présence de rugosités. Pour y répondre, dans le **chapitre 3** nous générons la mousse liquide dans une cuve dont une paroi est couverte de rugosités contrôlées. Une fois la surface complètement recouverte de mousse, nous observons la forme des bulles en contact statique pour voir si elle est déformée ou non par la présence de texturation.

Pour comprendre si l'ajout de rugosités contrôlées permet un glissement ou un ancrage de la mousse, nous plongeons une surface de rugosités contrôlées dans un réservoir de mousse, nous mesurons la contrainte s'appliquant entre les deux, et observons le déplacement des bords de Plateau le long de la surface. Ceci nous permet de conclure qu'un ajout de rugosités permet à la fois de piéger une partie de la mousse sur la surface ou d'augmenter le glissement de la mousse. Ces deux mécanismes dépendent de la taille de ces rugosités contrôlées par rapport à la taille des bords de Plateau de la mousse. Dans le **chapitre 4**, nous nous concentrons sur le régime de super glissement et caractérisons l'influence de la hauteur et de la vitesse d'entraînement.

Ensuite, dans le **chapitre 5** nous répondons à la question du critère permettant d'ancrer les bulles et de faire de la rhéologie de volume des mousses liquides.

Dans une deuxième expérience présentée au **chapitre 6**, nous étudions la configuration inverse, ce n'est plus une surface qui rentre dans la mousse, mais la mousse qui pénètre dans un milieu confiné. Une mousse est mise en contact avec un tube lisse de rayon plus petit que celui des

bulles la formant. Ainsi le confinement joue un rôle prépondérant, à la place d'avoir une surface qui peut pénétrer un volume de mousse supposé infini, le tube ne voit plus qu'une bulle à la fois et plus un milieu continu. Nous nous intéressons à la dynamique de vidange de ces bulles dans le tube en suivant l'avancée des lamelles de liquides séparant les bulles.

Chapitre 1

Dissipation à l'interface liquide-solide

Dans ce chapitre, nous considérons la question du frottement entre différents objets liquides et une paroi solide pour comprendre les différents modes de dissipation dans plusieurs types d'écoulements. Nous posons d'abord la question de la condition aux limites à la paroi : glissement ou non-glissement ? Pour les fluides simples une condition de non-glissement est généralement utilisée, même si un glissement à l'interface peut être mesuré dans certains cas particuliers. Alors que, pour d'autres types de fluides comme les polymères, la condition de glissement doit être utilisée à l'interface. L'importance du glissement est donnée par le rapport entre une dissipation de volume provenant des effets visqueux et la dissipation de surface provenant du frottement sur l'interface.

Nous présentons ensuite plusieurs situations dans lesquelles la dissipation provient principalement du volume en commençant par le cas d'une goutte s'étalant sur une surface lisse ou texturée. Nous montrons qu'une première difficulté provient de la divergence de la dissipation se produisant au voisinage de la ligne triple.

Une fois l'avancée de la ligne de contact comprise, nous regardons certains effets se produisant en présence d'ancrage de cette ligne. Dans ce cas, il est possible d'entraîner un film, si la plaque est mise en mouvement, par effet visqueux dans une nouvelle zone appelée ménisque dynamique. Les effets de texturations sur le frottement visqueux sont aussi discutés. Nous décrivons aussi l'effet des tensioactifs pour aborder le frottement de mousses, vu comme un assemblage de ménisques, sur surfaces lisses.

Nous revenons ensuite sur l'influence de la rugosité de surface sur le frottement. Nous abordons le cas où la rugosité de surface réduit le frottement visqueux, soit par encapsulation d'un coussin d'air et augmentation de l'angle de contact, soit par piégeage d'un lubrifiant. Puis, nous discutons le cas opposé où les rugosités sont utilisées pour augmenter le frottement et sonder les propriétés de volume de divers objets, dont celles de la mousse liquide. Nous présentons le cas d'un nouveau mécanisme de frottement, non plus par dissipation visqueuse dans un ménisque, mais par déformation à l'échelle du film.

1.1 Dissipation à l'interface ou en volume ?

1.1.1 Hypothèse de Navier

L'étude du mouvement d'un fluide nécessite de résoudre l'une des plus célèbres équations de la mécanique des fluides : l'équation de Navier-Stokes. Au-delà de certaines hypothèses qu'il est nécessaire de faire pour en avoir une solution analytique, il nous faut imposer des conditions aux limites pour fermer le problème. Il est habituel d'utiliser la condition de non-glissement à l'interface, c'est à dire que la vitesse du fluide à l'interface liquide-solide est identique à celle de la paroi. Cependant, en 1823, Navier [1] proposa une autre condition. Si une perte d'énergie en volume provient du frottement entre les particules fluides, quantifiée par la viscosité η , il doit exister une perte d'énergie par frottement avec les molécules de la paroi, caractérisée par un coefficient de frottement k . Pour un fluide Newtonien, la relation entre la contrainte de cisaillement du fluide et son taux de cisaillement est linéaire :

$$\sigma_{\text{visqueuse}} = \eta \left. \frac{du}{dz} \right|_z, \quad (1.1)$$

Navier propose une relation similaire pour la contrainte de cisaillement à l'interface et la vitesse relative du fluide près de la paroi, aussi appelée vitesse de glissement U_{slip} ,

$$\sigma_{\text{fluide/solide}} = kU_{\text{slip}}. \quad (1.2)$$

Le choix de la condition à appliquer fut l'objet de nombreuses discussions au cours du XIX^e siècle [2, 3], notamment à cause de la difficulté des mesures. Il est plus commun de discuter de l'existence ou non d'une *longueur de glissement*. Celle-ci représente la longueur au-delà de la paroi pour laquelle la valeur extrapolée du profil de vitesse devient nulle (voir figure 1.1).

Par continuité de la contrainte tangentielle à l'interface, en combinant les équations 1.1 et 1.2 nous obtenons une expression de cette longueur de glissement :

$$\lambda = U_{\text{slip}} / \left. \frac{du}{dz} \right|_{z=0} = \frac{\eta}{k}. \quad (1.3)$$

Elle est le rapport entre la viscosité du fluide, propriété volumique de ce dernier, et le coefficient de frottement interfacial, propriété caractérisant l'interaction entre le fluide et le solide.

Que ce soit avec le développement des nouvelles méthodes expérimentales [4, 5, 6, 7], numériques [8, 9], et des modèles [10, 11, 12, 13], la validité de la condition aux limites a regagné un intérêt [3, 14] au cours du XX^e siècle. L'objectif de la partie suivante est de montrer que, même si la condition de non-glissement est majoritairement applicable, certains

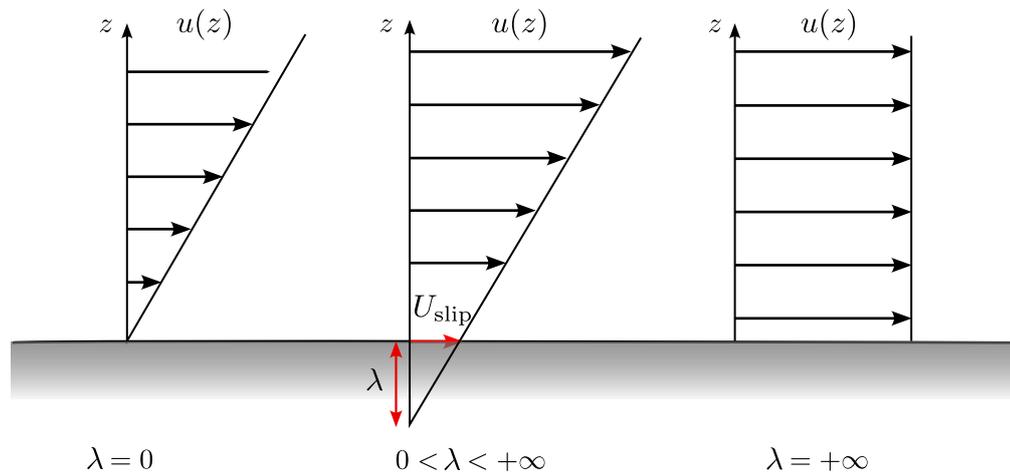


FIGURE 1.1 – Schéma des différentes conditions à l'interface liquide/solide. À gauche, nous schématisons la condition de non-glissement pour un profil de Couette. À la paroi, la vitesse est nulle. Au centre, nous schématisons la condition de Navier. À l'interface, la vitesse du fluide vaut $U_{\text{slip}} \neq 0$. En extrapolant le profil de vitesse, il faut une longueur λ pour atteindre une vitesse nulle. Cette longueur est appelée *longueur de glissement*. À gauche, nous schématisons le profil de vitesse d'un fluide parfait. Dans ce cas, le glissement est total et la longueur de glissement est infinie.

cas spécifiques peuvent invalider cette hypothèse. Nous commencerons par le cas de liquides purs, où cette hypothèse est souvent vérifiable, et montrerons que le type d'écoulement peut permettre de mesurer une longueur de glissement. Dans ce cas, les valeurs typiques de la longueur de glissement sont de l'ordre du nanomètre, ce qui peut être négligé en règle générale. À l'inverse, il existe des systèmes pour lesquels la condition de non-glissement est violée, au point qu'il n'est pas possible de décrire le mouvement du fluide avec cette hypothèse. Du fait du grand nombre d'études de ce problème [14], nous ne présentons que succinctement un cas où le glissement ne peut être négligé : le cas des fondus de polymères.

1.1.2 Liquides purs : non-glissement à la paroi

Même s'il est souvent enseigné qu'un liquide présente une condition de non-glissement à une interface solide, cette condition constitue une hypothèse de travail qu'il a fallu vérifier expérimentalement après le développement de nouvelles techniques au siècle dernier.

Dans grand nombre d'études, avec plusieurs méthodes expérimentales et plusieurs systèmes liquides/solides, aucun glissement n'est mesuré [3, 14], ce qui justifie l'utilisation de cette hypothèse de travail dans de nombreux systèmes. Le développement des techniques expérimentales permet cependant de mesurer du glissement pour des liquides purs [3, 6, 14, 15].

De plus, la plupart des simulations sont faites pour des liquides

modèles et présentent des effets de glissement [8, 9, 16]. Les résultats provenant de ces simulations devraient être applicables aussi bien aux liquides simples qu'aux polymères. Il en est de même pour certains modèles [9, 10, 12, 13, 17], qui prédisent notamment un effet de l'affinité entre le solide et le fluide. Celle-ci est caractérisée par une grandeur, l'angle de contact, sur laquelle nous reviendrons plus tard. Nous présentons en figure 1.2 l'effet de cette affinité sur la longueur de glissement pour plusieurs systèmes, expérimentaux et numériques. Nous pouvons dès à présent noter que les valeurs de la longueur de glissement sont de l'ordre de la dizaine de nanomètres, une valeur généralement négligeable quand on les compare aux tailles caractéristiques des écoulements.

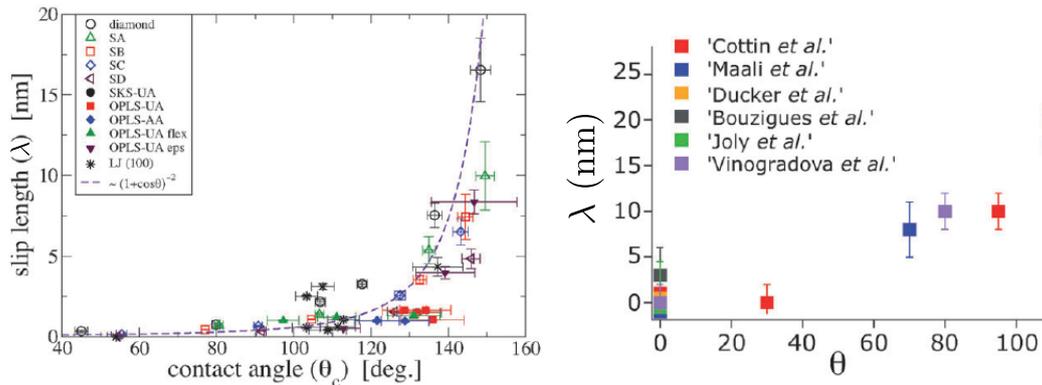


FIGURE 1.2 – Évolution de la longueur de glissement en fonction de l'angle de contact sur plusieurs surfaces. À gauche : résultats de simulations numériques [18] pour le glissement d'eau sur différentes surfaces. À droite : compilation de plusieurs résultats expérimentaux présentés dans la revue de Bocquet et Charlaix [19].

D'autres phénomènes, comme le confinement, peuvent avoir un impact fort sur l'existence de glissement. Ce point est discuté dans la revue de Bocquet et Charlaix [19] et peut avoir un effet non négligeable dans les écoulements nanofluidiques. La question de la rugosité de la paroi solide est aussi discutée, car elle peut être cause de glissement, notamment par piégeage de bulles d'air. Nous reviendrons plus tard sur les surfaces dites super hydrophobes où une couche d'air est piégée dans les texturations de la surface. Il existe donc des cas où un fluide simple peut glisser sur une paroi solide. Cependant, cela n'est pas la généralité et même dans ce cas, la longueur de glissement reste de l'ordre du nanomètre. En revanche, il existe des systèmes où la condition de glissement ne s'applique jamais. Nous ne présenterons ici que l'exemple des fondus de polymères.

1.1.3 Frottement des fondus de polymères

Dans cette partie, nous reprenons sommairement une présentation des fondus de polymères faite dans la thèse de Grzelka [20]. Des descriptions

1.2. ÉTALEMENT DE GOUTTE SUR SURFACE LISSE ET RUGUEUSE : UNE DISSIPATION INFINIE ?

plus détaillées sont données dans cette dernière thèse et dans celle de Hénot [21].

On appelle fondu, des chaînes de polymère à l'état liquide en l'absence de solvant. Un ensemble d'expériences faites dans les années 90 présente une longueur de glissement au moins supérieure au micromètre [22, 23, 24]. Nous présentons une partie de ces résultats sur la figure 1.1, où la longueur de glissement est mesurée comme étant au moins de l'ordre du micromètre et augmente avec la vitesse de glissement. Ce comportement est en désaccord avec l'hypothèse de Navier. Un modèle théorique a été développé [25, 26, 27] qui prend en compte la variation des paramètres expérimentaux. Ce modèle s'appuie sur la possibilité des polymères de s'enchevêtrer.

Bien que de nombreuses explications aient été apportées au phénomène [28], certaines questions restent encore en suspens concernant le frottement des fondus de polymères. Notamment l'effet de la température n'est pas encore parfaitement expliqué [29].

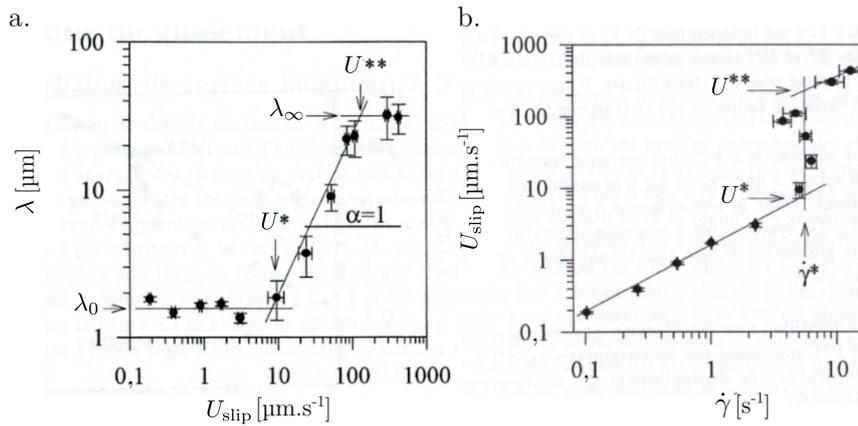


FIGURE 1.3 – Mise en évidence d'une transition de glissement pour un fondu de PDMS (Polydiméthylsiloxane). a. Longueur de glissement λ en fonction de la vitesse de glissement U_{slip} . b. Vitesse de glissement U_{slip} en fonction du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$. Figure extraite de Durliat *et al.* [23].

1.2 Étalement de goutte sur surface lisse et rugueuse : une dissipation infinie ?

La question de la dissipation visqueuse à la paroi se pose particulièrement pour décrire dynamique d'étalement de liquides sur différents types de surfaces : lisses ou rugueuses. Nous montrons qu'il existe une singularité de cette dissipation qu'il est possible d'éviter, notamment en ajoutant une longueur de glissement à la ligne triple.

1.2.1 Angle de contact statique

Lorsqu'un liquide est déposé sur un substrat solide, celui-ci peut s'étaler ou non. Le paramètre d'étalement S , défini comme la différence d'énergie du substrat sec et du substrat mouillé, caractérise la transition entre un cas de mouillage partiel ou total.

$$S = E_{\text{sec}}^{\text{substrat}} - E_{\text{mouillé}}^{\text{substrat}} \quad (1.4)$$

Dans ce problème, nous avons trois interfaces : solide-air (sa), solide-liquide (sl), et liquide-air (la). La création de chaque interface coûte une énergie, appelée *tension de surface* γ . Ainsi, pour un substrat sec, nous n'avons que l'interface solide. En revanche, pour le cas mouillé, nous avons une interface solide-liquide et une interface liquide-air. Il est possible de redéfinir S comme :

$$S = \gamma_{\text{sa}} - (\gamma_{\text{sl}} + \gamma). \quad (1.5)$$

Dans la suite $\gamma = \gamma_{\text{la}}$ désigne la tension de surface à l'interface liquide vapeur. Si S est positif, nous nous trouvons dans le cas du mouillage total et la goutte vient former un film qui va recouvrir le substrat. À l'inverse, si S est négatif, nous avons un mouillage partiel où la goutte ne s'étalera pas complètement. Ces deux configurations sont schématisées sur la figure 1.4.

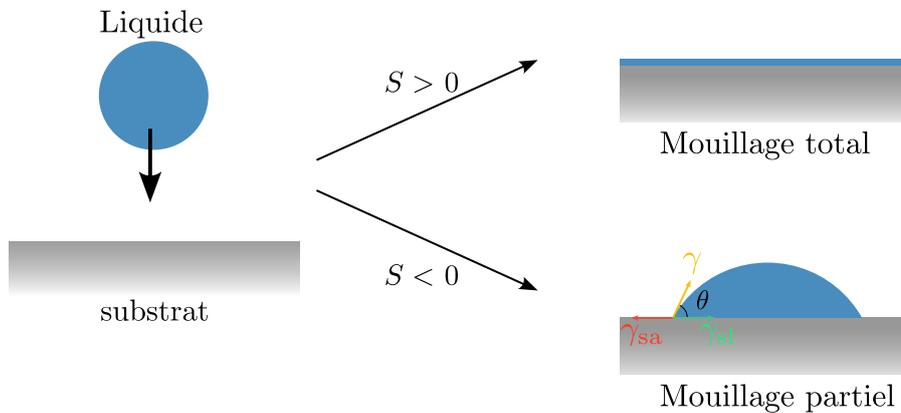


FIGURE 1.4 – État final d'une goutte déposée sur un substrat en fonction du paramètre d'étalement S . En mouillage total, un film recouvre le substrat. Pour le mouillage partiel, une goutte caractérisée par son angle de contact θ subsiste à l'équilibre.

Quand s'arrête l'étalement d'une goutte en mouillage partiel ?

Comme nous le voyons sur le schéma 1.4, la goutte s'étale en partie sur le substrat pour former une calotte sphérique caractérisée par son rayon de courbure et l'angle de contact avec le substrat θ . Cet angle est défini à l'endroit où les trois phases se rencontrent, appelé *ligne de*

1.2. ÉTALEMENT DE GOUTTE SUR SURFACE LISSE ET RUGUEUSE : UNE DISSIPATION INFINIE ?

contact ou *ligne triple*. Dans le cas statique, nous pouvons appliquer un bilan des forces à cet endroit afin d'obtenir une expression de cet angle. Comme la tension de surface peut s'exprimer comme une force par unité de longueur, nous utilisons le schéma 1.4 pour obtenir la relation de Young-Dupré :

$$\gamma \cos(\theta) = \gamma_{sa} - \gamma_{sl}. \quad (1.6)$$

Hystérésis de l'angle de contact

L'expression 1.6 donne un unique angle satisfaisant un bilan de force nul, et donc une valeur d'angle pour atteindre un équilibre. Il est pourtant possible d'avoir un continuum de valeurs entre deux extrêmes tout en ayant un équilibre statique. Une expérience simple, consistant à incliner la goutte posée sur son substrat, permet de voir ce phénomène d'hystérésis. En effet, juste avant de couler par gravité, la goutte va se déformer pour avoir deux angles de contact. Un en bas de la goutte, appelé angle d'avancée θ_a , et un en haut de la goutte, appelée angle de reculée θ_r . Ce phénomène d'hystérésis est attribué à des défauts chimiques ou mécaniques de la surface [30]. La conséquence pratique est que la mesure expérimentale de l'angle de contact d'équilibre est empêchée par l'hystérésis, ce qui oblige à lui préférer la mesure des angles d'avancée et de reculée.

Par ailleurs, lors de l'étude d'avancée de ces lignes triples en mouillage partiel, l'angle de contact sera égal soit à l'angle d'avancée θ_a , soit à celui de reculée θ_r selon le sens de mouvement de la ligne.

1.2.2 Dynamique d'avancement d'une ligne triple

La question de l'avancement d'une ligne de contact est présente dans divers phénomènes : montée capillaire, tirage de plaque à basse vitesse, étalement d'une goutte... Nous nous intéressons ici aux mécanismes de dissipation visqueuse rencontrés en prenant l'exemple de l'étalement de la goutte..

Supposons un écoulement de Poiseuille dans le volume de la goutte s'étalant sur une surface plane, dans le cas d'un mouillage partiel. Dans l'approximation des faibles nombres de Reynolds, nous utilisons l'équation de Stokes :

$$\partial_x P + \eta \frac{\partial^2 u_x(z)}{\partial z^2} = 0 \quad (1.7)$$

$$u_x(z) = -\frac{\partial_x P}{2\eta} (z^2 - 2ze(x)) = -\frac{3U}{2\eta} (z^2 - 2ze(x)) \quad (1.8)$$

avec $U = \frac{1}{e(x)} \int_0^{e(x)} u_x(z) dz$ la vitesse du fluide moyennée sur $e(x)$ (voir

figure 1.5). Si nous écrivons la dissipation d'énergie visqueuse linéique :

$$E_{\text{visqueuse}} = \int_0^\infty dx \int_0^{e(x)} dz \eta \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \quad (1.9)$$

$$E_{\text{visqueuse}} = \int_0^\infty dx \frac{3\eta U^2}{e(x)} \quad (1.10)$$

Avec l'hypothèse de lubrification que nous avons faite, nous pouvons expliciter $e(x) \approx \theta x$. Dans ce cas, l'équation 1.10 se transforme en :

$$E_{\text{visqueuse}} = \frac{3\eta U^2}{\theta} \int_0^\infty \frac{dx}{x}, \quad (1.11)$$

nous retrouvons bien la divergence de la dissipation visqueuse à la ligne triple [31].

Pour pallier ce phénomène non physique, il est usuel d'intégrer entre deux longueurs de coupures : x_{max} et x_{min} . La longueur de coupure maximale x_{max} est soit la longueur capillaire $l_c = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho g}}$, car au-delà la gravité ne peut plus être négligée, soit le rayon de la goutte qui s'étale, par symétrie du problème. La longueur x_{min} est représentative du processus moléculaire qui permet la régularisation de la dissipation visqueuse. Plusieurs mécanismes ont été proposés (voir [32]) par exemple la possibilité d'une longueur de glissement sur une faible région [33, 34, 35], l'utilisation de force de Van der Waals [36].

Pour déterminer la dynamique d'étalement de la ligne triple, nous pouvons compenser l'énergie motrice par l'énergie dissipée. Ici, l'énergie motrice est d'origine capillaire :

$$E_{\text{capillaire}} = F_{\text{capillaire}} U, \quad (1.12)$$

où U reste la vitesse moyenne du fluide et $F_{\text{capillaire}}$ la force capillaire s'exerçant sur la ligne triple. Cette force s'écrit :

$$F_{\text{capillaire}} = \gamma(1 - \cos \theta), \quad (1.13)$$

ce qui conduit à l'expression :

$$\gamma(1 - \cos \theta) = \frac{3\eta U^2}{\theta} \ln \left(\frac{x_{\text{max}}}{x_{\text{min}}} \right). \quad (1.14)$$

Dans le cas d'un petit angle, en faisant un développement limité du cosinus, nous obtenons la relation entre l'angle macroscopique θ et le rapport entre les forces visqueuse et capillaire, connu sous le nom de nombre capillaire $\text{Ca} = (\eta U / \gamma)$,

$$\theta^3 = 6\text{Ca} \ln \left(\frac{x_{\text{max}}}{x_{\text{min}}} \right). \quad (1.15)$$

1.2. ÉTALEMENT DE GOUTTE SUR SURFACE LISSE ET RUGUEUSE : UNE DISSIPATION INFINIE ?

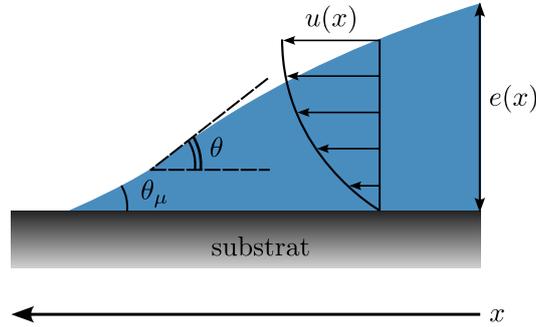


FIGURE 1.5 – Schéma du profil de vitesse dans un liquide avançant avec une ligne triple.

Nous présentons ici deux modèles qui donnent une description plus fine, avec deux origines différentes. Le premier modèle, dit de Cox-Voinov [33, 35, 37, 38] :

$$\theta^3 = \theta_\mu^3 + 9 \text{Ca} \ln \left(\frac{x_{\max}}{x_{\min}} \right), \quad (1.16)$$

prend en compte θ_μ , l'angle de contact microscopique, comme schématisé sur la figure 1.5. Ce modèle ne prend pas en compte les phénomènes d'enduction [39].

Le second est le modèle de de Gennes [36] : à l'approche de la ligne de contact, les effets visqueux sont remplacés par les interactions à longues portées de Van der Waals que subit le fluide :

$$\tan \theta (\cos \theta_\mu - \cos \theta) = 6 \text{Ca} \ln \left(\frac{x_{\max}}{x_{\min}} \right). \quad (1.17)$$

La dépendance logarithmique avec les longueurs caractéristiques du système rend difficile la compréhension fine du phénomène, mais permet une écriture du modèle assez robuste.

Dans le cas de petites gouttes, *ie* dont la longueur caractéristique est petite devant à la longueur capillaire l_c , leur forme est décrite par une calotte sphérique dont la forme est obtenue par un équilibre capillaire, sauf à l'approche de la ligne triple. Dans ce cas, il est possible de relier l'angle de contact macroscopique θ (voir figure 1.5), différent de l'angle de contact statique, au rayon de la goutte $R(t)$ et à son volume Ω :

$$\theta(t) = \frac{4\Omega}{\pi R(t)^3}. \quad (1.18)$$

Décrivons maintenant la dynamique d'étalement de la goutte. Au cours du temps, le rayon de la goutte grandit et l'angle de contact doit dépendre du temps et même tendre vers 0 dans le cas du mouillage total. Nous

pouvons alors combiner cette équation de conservation du volume à celles donnant la dynamique de l'angle de contact pour prédire la dépendance temporelle du rayon de la goutte. En loi d'échelle, nous avons $\theta^3 \propto \text{Ca}$, ce qui permet d'écrire l'équation 1.18 avec $\text{Ca} \propto \dot{R}$:

$$\left(\frac{\eta \dot{R}}{\gamma}\right)^{1/3} \propto \frac{4\Omega}{\pi R^3}. \quad (1.19)$$

Ce qui donne la dynamique du rayon de la goutte :

$$R^9 dR \sim dt \quad (1.20)$$

$$R \sim t^{1/10}. \quad (1.21)$$

Cette loi, connue sous le nom de loi de Tanner, permet de décrire beaucoup d'observations expérimentales [32, 40, 41] concernant l'étalement de la zone macroscopique de la goutte.

Dans le cas d'un mouillage total, l'avancement de la goutte se fait par un film précurseur plus rapide [42, 43], dont la dynamique n'est pas décrite par le modèle précédent. Dans ce mécanisme proposé par de Gennes [36, 44] la goutte comporte trois régions : une zone macroscopique semblable à celle du mouillage partiel avec un angle de contact macroscopique, le film précurseur dont l'extension dans le sens de l'étalement dépend de plusieurs paramètres [36, 45, 46], et enfin une zone statique où les effets visqueux sont négligeables et les forces à longue portée sont les principales forces mises en jeu. Ceci empêche la divergence de la contrainte visqueuse. Pour une analyse plus poussée, nous renvoyons aux introductions de thèse de Berteloot [46] et Joanny [47] en plus des papiers originaux.

Enfin, il faut noter l'existence d'autres dynamiques d'étalement. En effet, si la goutte est plus grosse, les effets gravitaires doivent être pris en compte [48, 49], dans ce cas $R \propto t^{1/8}$. De plus, au tout début de l'écoulement, des effets inertiels ne peuvent pas être négligés [50, 51, 52, 53], et alors $R \propto t^{1/2}$.

1.2.3 Étalement d'une goutte sur surface texturée

Jusqu'ici, nous avons supposé que la goutte était déposée sur une surface parfaitement lisse. Or, nous savons que l'angle de contact peut être grandement impacté par la rugosité, voir figure 1.6. Dans cet exemple, les feuilles de plantes présentent des rugosités invisibles à l'œil nu de tailles différentes, ce qui modifie l'angle de contact des gouttes.

Dans le cas où les rugosités doivent être prises en compte, deux scénarios sont possibles. Dans le premier cas, la goutte repose sur le sommet des rugosités sans pénétrer le réseau, laissant ainsi un coussin d'air sous la goutte et réduisant l'adhésion de la goutte. Dans ce cas,

1.2. ÉTALEMENT DE GOUTTE SUR SURFACE LISSE ET RUGUEUSE : UNE DISSIPATION INFINIE ?

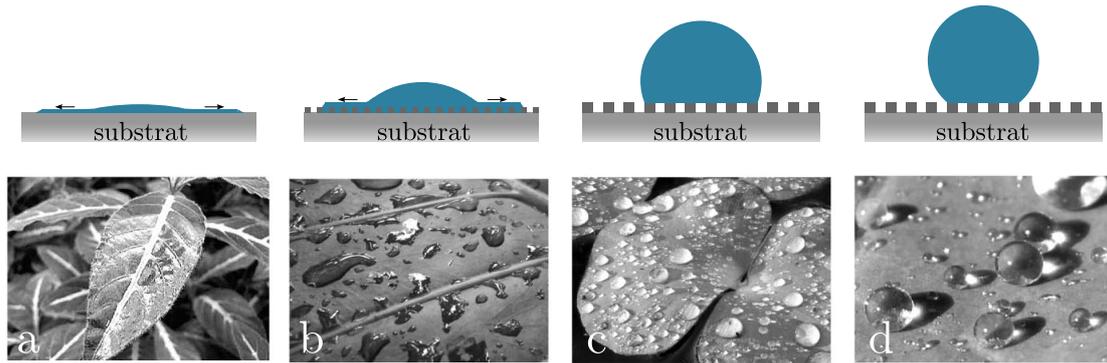


FIGURE 1.6 – Exemples de propriétés de mouillage observées en posant des gouttes d'eau sur des feuilles, les photographies sont adaptées de l'article de K. Koch et W. Barthlott [54], et des schémas leur sont associés. De la gauche vers la droite, l'angle de contact augmente. **a** La feuille de *Ruellia devosiana* est superhydrophile ($\theta < 10^\circ$). L'eau s'étale complètement pour former un film liquide. **b** L'*Alocasia odora* a des feuilles hydrophiles ($10^\circ < \theta < 90^\circ$). Dans ces deux cas, le liquide pénètre les rugosités, s'il y en a, et nous nous retrouvons en configuration Wenzel. **c** La feuille de *Regnellidium diphyllum* est hydrophobe ($90^\circ < \theta < 150^\circ$). **d** La feuille de *Brassica oleracea* est superhydrophobe ($\theta > 150^\circ$). Dans ces deux cas, le liquide est au-dessus des rugosités et seul un coussin d'air est présent à l'intérieur. Dans ce cas, nous nous retrouvons dans la configuration de Cassie-Baxter.

nous parlons d'état Cassie-Baxter, en référence à l'article de A. Cassie et S. Baxter [55] (voir figure 1.6 **c** et **d**).

Ces travaux ont donné lieu à un nouvel état de surface appelé surface *superhydrophobe* [56] car la présence du coussin d'air permet de réduire l'angle de contact entre la goutte et la surface. Cet effet est présent dans la nature sur différentes plantes (voir figure 1.6), dont le lotus qui donne son nom à cet effet. De plus, cette configuration est associée à une réduction du frottement. En effet, la bulle frotte en majorité sur l'air, un fluide avec lequel la condition de non-glissement n'est pas imposée. Apparaît alors une longueur de glissement qui est à l'origine de cette diminution du frottement [14, 57, 58, 59, 60].

Cependant, cet état n'est pas stable et le liquide peut imprégner le réseau de texturation [61, 62, 63, 64]. Dans ce cas, le liquide épouse la forme texturée de l'interface : nous parlons de configuration de Wenzel, en référence à l'article de Wenzel [65] (voir figure 1.6 **a** et **b**). Dans ce cas, la goutte peut s'étaler complètement. Étant donné les propriétés de ces surfaces, celles-ci sont reproduites artificiellement. Elles sont souvent modélisées par des aspérités immobiles régulièrement espacées. Si elles sont de formes cylindriques, nous parlerons de piliers, si elles sont cubiques ou parallélépipédiques, nous parlerons de plots. Enfin, si les rugosités sont allongées dans une direction, nous parlerons de canaux.

Dans le cas où l'inertie et la gravité peuvent être négligées, seule la dissipation visqueuse à travers le réseau de plots s'oppose à l'avancée du liquide. Dans ce cas, nous retrouvons une avancée classique pour ces effets capillaires : la dynamique de Washburn [67]. Si nous notons L la

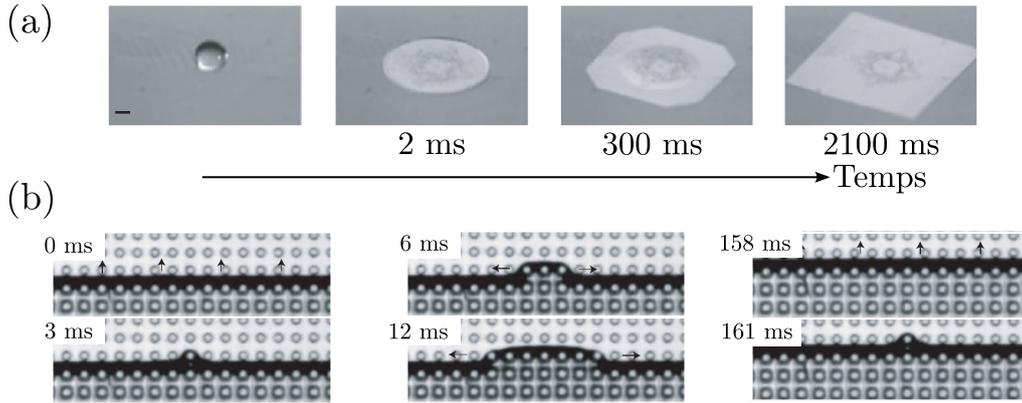


FIGURE 1.7 – (a) Ensemble de photographies montrant l'étalement d'une goutte déposée au-dessus d'une surface texturée [66]. (b) Ensemble de photographies prises à la limite de l'avancée de la goutte mettant en avant le mécanisme d'avancée par pas élémentaires. Le liquide se propage ligne par ligne, recouvrant d'abord un unique plot, puis ses voisins avant de passer à la ligne suivante [66].

position du front de liquide dans le réseau de plots, nous attendons une loi en :

$$L \sim (Dt)^{1/2}, \quad (1.22)$$

où D est un coefficient ayant une dimension en m^2/s qui rend compte des propriétés des plots. Plusieurs études expérimentales retrouvent cette dynamique [66, 68, 69, 70, 71, 72], avec, pour chacune, un coefficient qui lui est propre qui prend en compte différents mécanismes de dissipation sur les plots.

Bien que la dynamique retrouve quelque chose de connu, la forme de la goutte est caractéristique de la présence des rugosités et dépend de l'angle de contact. En le faisant varier, plusieurs formes de gouttes sont observés par Cubaud [73], Gauthier *et al.* [74], et Courbin *et al.* [66], dont sont extraites les photographies de la figure 1.7 (a). Nous pouvons voir que la goutte prend une forme circulaire juste après l'impact avant d'évoluer vers une forme carrée après environ 2 secondes, en passant par une forme octogonale entre les deux. Cependant, la dynamique d'avancée de ce front présente un mécanisme plus subtil. Si nous regardons de plus près, le front vient recouvrir un unique plot avant de mouiller toute la ligne, comme illustré sur la figure 1.7 (b).

Ce mécanisme peut avoir un effet sur la dynamique globale. S'il n'y a pas de réservoir [70] ou si les plots sont très espacés [71], le front d'avancement est un film plus petit que la hauteur des plots. Dans ce cas, la dynamique pour passer d'une rangée de rugosités à la suivante devient $L \propto t^{1/3}$, mais le remplissage se fait plus rapidement. Ainsi, la dynamique globale présente deux régimes, un plus lent et un plus rapide que dans le cas précédent (voir équation 1.22), conduisant à une dynamique globale identique.

Dans cet exemple d'étalement de la goutte, la question de l'angle de

contact n'est plus prépondérante. L'ensemble de la dissipation visqueuse prise en compte dans les articles cités provient de l'interaction entre le fluide et les plots.

1.3 Dissipation d'un ménisque dynamique

1.3.1 Entraînement de liquide sur une paroi

Jusqu'ici, nous avons vu des exemples de liquide avançant sur une paroi — aussi bien lisse que rugueuse — où la ligne de contact se déplaçait. Cependant, dans le cas inverse où la plaque est mise en mouvement, se pose la question de l'ancrage et donc de l'entraînement de cette ligne triple.

Prenons le cas d'un objet sortant d'un bain liquide, dans le cas du mouillage total. Il devrait toujours y avoir un film de liquide quelle que soit la vitesse. Même à vitesse nulle, par simple capillarité, le liquide monte sur la paroi pour former un film microscopique. Quéré [75] propose un modèle : en dessous d'une vitesse critique, les forces de Van der Waals conduisent à une pression de disjonction imposant un film d'épaisseur non nulle. Au-delà, des effets visqueux conduisent à enduire un film d'épaisseur plus grande. Nous allons détailler ce régime d'enduction par la suite.

Dans le cas du mouillage partiel, nous savons que l'angle de contact dépend du nombre capillaire. Il existe un nombre capillaire critique à partir duquel nous passons du cas où la ligne triple glisse sur la paroi à deux cas où la ligne est entraînée. Le premier ne sera pas détaillé ici [76, 77, 78] et contient deux films d'épaisseur différente. Le second cas consiste en un accrochage de la ligne triple et conduit à une enduction du film [79, 80, 81], par entraînement visqueux, identique au cas du mouillage total à haute vitesse.

C'est ce problème qui nous intéresse ici. L'enduction de liquide est un problème classique de la mécanique des fluides, connu sous le nom de problème de Landau-Levich-Derjaguin (LLD) [82, 83]. Ces études sont les premières à donner une explication théorique de cet effet observé des années plus tôt [84]. La résolution de ce problème se fait en supposant un écoulement stationnaire où le solide est tiré à vitesse constante U hors du bain de liquide, de tension de surface γ et de viscosité η . Quatre zones sont alors définies :

- Au niveau du bain de liquide, l'interface n'est pas déformée par le tirage du solide. Tout se passe comme dans le cas stationnaire, nous parlons de *ménisque statique*.
- Plus loin, un film d'épaisseur e_0 constante et uniforme est déposé. L'ensemble du liquide se déplace à la même vitesse.
- Le raccordement entre ces deux zones se fait dans la zone du *ménisque dynamique*, de longueur ℓ inconnue. L'ensemble du cisaillement

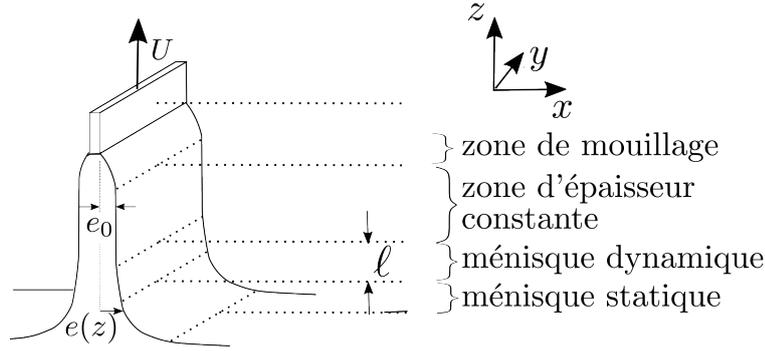


FIGURE 1.8 – Enduction d’une plaque tirée, à une vitesse U , d’un bain liquide. En bas, dans la partie ménisque statique, le profil de l’interface est identique au cas statique. Le liquide est cisailé dans la région du ménisque dynamique, de longueur ℓ . Un film d’épaisseur constante e_0 est déposé sur le solide entre la zone du ménisque dynamique et de mouillage. Ce schéma provient de la revue de Rio et Boulogne [78].

a lieu dans cette zone.

— La *zone de mouillage* n’est pas prise en compte.

Reprenons les calculs de l’écoulement dans la zone du ménisque dynamique afin de retrouver la relation entre l’épaisseur déposée e_0 et les paramètres du système. Nous nous plaçons ici dans le cas d’une plaque et dans le régime visco-capillaire, ce qui correspond au régime de Landau-Levich. Comme l’épaisseur e_0 est supposée petite devant ℓ , l’hypothèse de lubrification est faite. Il s’agit de résoudre l’équation de Stokes 1.7 en explicitant le terme de pression :

$$\frac{1}{\eta} \frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{\gamma}{\eta} \frac{\partial^3 e}{\partial z^3}. \quad (1.23)$$

En intégrant le profil de vitesse suivant x pour avoir le débit, et par conservation du débit, nous trouvons l’expression qui lie l’épaisseur déposée e_0 au nombre capillaire Ca :

$$\frac{\partial^3 e}{\partial z^3} e^3 = 3Ca (e_0 - e). \quad (1.24)$$

Nous adimensionnons ce problème par deux longueurs, $\tilde{e} = e/e_0$ et $\tilde{z} = z/(e_0 Ca^{1/3})$. Ce qui suggère une longueur caractéristique

$$\ell = e_0 Ca^{-1/3} = l_c Ca^{1/3}, \quad (1.25)$$

qui est la longueur du ménisque dynamique. L’équation 1.24 devient, en adimensionnée :

$$\tilde{e}''' = 3 \frac{1 - \tilde{e}}{\tilde{e}^3}, \quad (1.26)$$

où la dérivée par rapport à \tilde{z} est symbolisée par une apostrophe. La résolution de cette équation donne le profil de l’interface, notamment la courbure devient constante en s’éloignant de la plaque. En raccordant

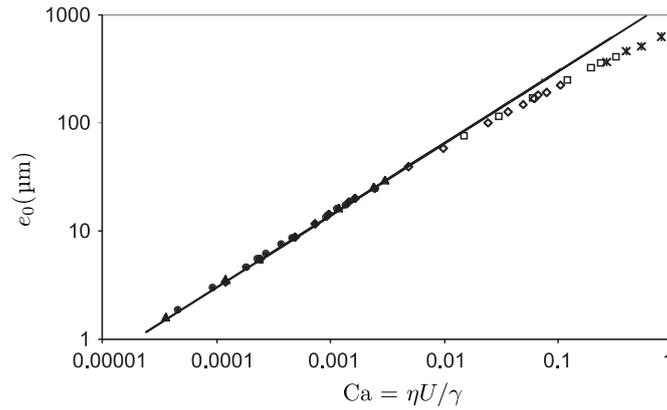


FIGURE 1.9 – Épaisseur déposée e_0 , en μm , du film entraîné par une plaque pour un liquide pur (ici des huiles silicones de tension de surface $\gamma = 20 \text{ mN/m}$), en fonction du nombre capillaire. La ligne noire est le modèle décrit par l'équation 1.27. Ces résultats sont extraits des expériences de Maleki [85].

celle-ci avec le ménisque statique $e''_{\text{statique}} = \sqrt{2}/l_c$ nous retrouvons la loi prédite par Landau-Levich [81, 82, 86] confirmée expérimentalement [77, 81, 85] :

$$e_0 = 0,94 l_c Ca^{2/3}. \quad (1.27)$$

La même loi est trouvée pour d'autres types d'objets comme les fibres, seul le raccord au ménisque statique diffère et se fait sur une longueur caractéristique de la fibre et non plus la longueur capillaire [78].

Limites d'application

Nous avons précisé au début des calculs que plusieurs hypothèses sont prises en compte dans ce paragraphe, nous détaillons la limite d'applications de certaines de ces hypothèses.

- *Approximation de lubrification* : l'équation 1.25 montre directement que l'approximation $e_0 \ll \ell$ revient à $Ca^{1/3} \ll 1$. Si nous prenons une erreur maximale de 10 % comme critère de limite d'application, ceci correspond à un nombre capillaire $Ca \sim 10^{-3}$.
- *Rôle de la gravité* : le gradient de pression ne vient que des effets capillaires ($-\gamma \partial_{zzz} e$) dans le modèle précédent. Cependant, les effets de gravités (ρg) peuvent être du même ordre de grandeur que les effets capillaires. Ceci arrive pour $Ca > 10^{-3}$, au-delà, l'étude de Derjaguin [83] prédit l'épaisseur du régime gravito-capillaire : $e_0 \sim l_c Ca^{1/2}$ [87, 88, 89, 90].
- *Rôle de l'inertie* : Lorsque la vitesse de tirage est suffisamment élevée, les effets inertiels semblent rentrer en jeu. L'utilisation du nombre de Weber We permet de quantifier l'importance de ces effets par rapport aux effets visqueux, bien que certaines études utilisent plutôt le nombre de Reynolds [81, 89, 91, 92]. Il semble qu'une limite autour de $Ca < 10^{-3}$ marque la transition.

Pour finir, nous invitons le lecteur à consulter les différentes revues

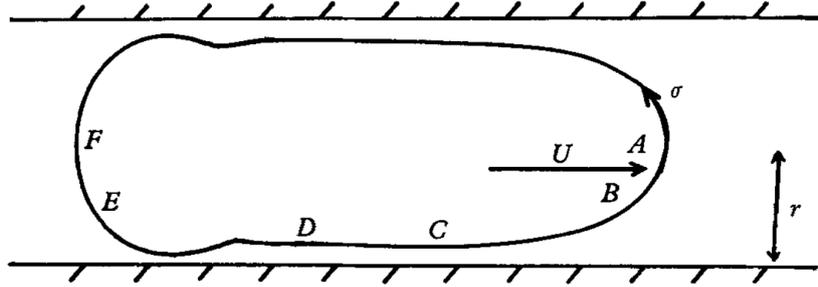


FIGURE 1.10 – Schéma d'une bulle avançant, à la vitesse U , le long d'un capillaire horizontal extrait de l'article de Bretherton [94]. Les régions A et F sont les ménisques statiques, B et E les ménisques dynamiques, et C et D sont les régions d'épaisseurs constantes.

[78, 81] pour des descriptions plus détaillées des techniques expérimentales. Nous notons aussi une étude récente qui unifie ces différentes limitations [93] au travers d'une seule équation. Il existe d'autres cas où l'épaisseur de dépôt s'éloigne du cas LLD classique. Par exemple, si le liquide n'est pas newtonien, d'autres modèles ont été développés [78].

Une autre expérience historique présente les mêmes mécanismes de dissipation : l'expérience de Bretherton d'avancée d'une bulle dans un capillaire

1.3.2 Avancement d'une bulle dans un tube : problème de Bretherton

Dans son expérience de 1961 [94], Bretherton s'intéresse à l'avancée de bulles dans des petits capillaires, de rayon r , de sorte que les effets gravitaires sont négligeables et que seuls les effets visqueux sont à prendre en compte. Plusieurs régions, schématisées sur la figure 1.10, sont alors définies. Bretherton montre que le problème peut être vu comme une somme de ménisques dissipant de l'énergie par effet visqueux. Le premier est qualifié de ménisque *avant* en zone AB car la bulle se déplace dans sa direction. Le second, en zone EF , est qualifié d'*arrière*.

La résolution de l'équation de Stokes avec un terme de pression identique à celui de l'équation 1.23 conduit, pour un adimensionnement similaire, à la même équation sur le profil d'épaisseur de liquide que l'équation 1.26 :

$$\tilde{e}''' = 3 \frac{1 - \tilde{e}}{\tilde{e}^3}, \quad (1.28)$$

pour les deux ménisques. Dans les deux cas, seul la signe de la vitesse change. Ceci est caché dans le nombre capillaire adimensionnant l'équation.

La similitude des équations entre le problème de Landau-Levich-Derjaguin et de Bretherton se comprend par la similitude des expériences. En effet, l'avancement d'un ménisque dans le bain de liquide est identique au tirage du capillaire d'un bain de liquide. De même, faire avancer le

ménisque arrière est identique à plonger un capillaire dans un bain de liquide. La seule différence entre les deux expériences est la géométrie de l'objet.

Ainsi, l'épaisseur à l'infini, se faisant par un raccord avec le ménisque statique, doit différer du cas LLD présenté avant. Ici, le rayon de courbure du ménisque statique s'écrit $1/r$, et l'épaisseur déposée dans la région CD :

$$e_0 = 1,34 rCa^{2/3}. \quad (1.29)$$

La même dépendance avec le nombre capillaire est retrouvée, cependant le préfacteur diffère car le raccord au ménisque statique diffère (voir l'équation 1.27). Le cas du ménisque arrière présente la même solution à l'infini, bien que les formes des ménisques dynamiques soient différentes dans les deux cas. Nous explicitons plus en détail la différence entre ces deux cas pour expliquer la différence de dissipation visqueuse.

Avant cela, nous allons voir comment le changement de condition aux limites peut influencer sur l'épaisseur entraînée. Nous commencerons par la présence de piliers à la surface solide, avant de discuter la présence de tensioactifs.

1.3.3 Modification de la condition à la limite solide/liquide : ajout de plots

Jusqu'ici, la plaque est supposée lisse. Or, nous avons vu que la présence de rugosité pouvait influencer notamment sur la dynamique d'étalement de gouttes. La question de présence de rugosités à l'interface solide/liquide a aussi un effet sur l'enduction de liquide.

Une première étude est celle de Krechetnikov and Homsy [95]. En collant du papier de verre sur la plaque, ils ajoutent des rugosités macroscopiques. Comme expliqué précédemment, en dessous d'une vitesse minimale, aucun film n'est déposé [75]. En revanche, au-delà de ce seuil, un film est enduit avec une loi :

$$e_0 \sim l_c Ca^{0,6}, \quad (1.30)$$

qui diffère de la théorie classique LLD. La hauteur e_0 est mesurée en partant du haut des plots et est plus grande que dans le cas lisse. Ils expliquent que la rugosité fait apparaître de la vorticité et une longueur de glissement apparente. Deux cas limites sont discutés : les petites longueurs de glissement qui conduisent à une dépendance en $Ca^{2/3}$, et les grandes longueurs de glissement qui conduisent à une épaisseur qui ne dépend ni de la hauteur des plots ni de Ca . Le cas intermédiaire n'est pas discuté, ce qui ne permet pas de conclure quantitativement sur l'effet des rugosités.

En revanche, Seiwert *et al.* [96] étudient des surfaces texturées bien contrôlées. Les rugosités sont cylindriques, appelées piliers, de diamètre $d = 3 \mu\text{m}$, et disposées en un réseau carré de paramètre de maille 10 ou 20 μm . La hauteur des piliers h_p varie entre 1,4 et 35 μm . Dans cette

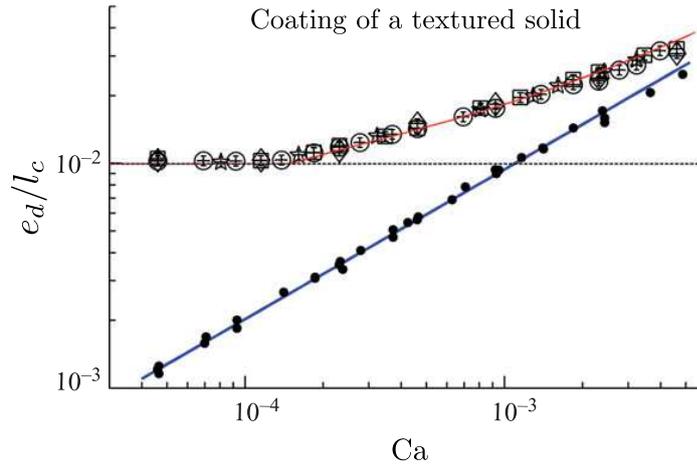


FIGURE 1.11 – Hauteur déposée e_d normalisée par la longueur capillaire l_c , en fonction du nombre capillaire Ca [96]. Les symboles ouverts correspondent au cas de la plaque rugueuse pour les piliers, $h_p = 15 \mu\text{m}$ et $d = 10 \mu\text{m}$, et les symboles pleins sont pour la plaque lisse. La forme des symboles indique la viscosité des huiles silicones utilisées : $\eta = 19$ (cercles), 48 (carrés), 97 (diamant), et 340 mPa.s (étoiles). La ligne pleine en bleu correspond à la théorie LLD classique présentée plus haut 1.27. La ligne en pointillé noir représente la hauteur des plots h_p . Enfin, la ligne rouge est un ajustement des données par le modèle de Seiwert *et al.* [96].

étude, Seiwert *et al.* trouvent un nombre capillaire critique, à partir duquel un film de liquide est entraîné

$$Ca_c \sim \left(1 + \frac{h_p^2}{d^2}\right)^{-3/4} \left(\frac{h_p}{l_c}\right)^{3/2}, \quad (1.31)$$

ainsi qu'une loi liant l'épaisseur du film déposé et le nombre capillaire représenté sur la figure 1.11.

Pour une plaque lisse, la théorie LLD décrit bien les résultats expérimentaux. En revanche, pour les piliers, un autre comportement est observé. À plus grand nombre capillaire, les résultats rejoignent les expériences avec une plaque lisse. Mais, à bas Ca , la hauteur de liquide tend vers la hauteur des piliers, montrant que le fluide est piégé dans le réseau. Leur modèle, qui décrit bien leurs résultats expérimentaux, est un modèle bivisqueux. Le réseau de plots est remplacé par un fluide de viscosité apparente $\eta_p = \alpha\eta$. Ce coefficient α traduit la friction entre les piliers et le fluide [69] et s'écrit en loi d'échelle $\eta U/h_p^2 + \eta U/d^2$. L'ajout d'une dissipation visqueuse peut simplement se traduire par :

$$\alpha - 1 = \frac{h_p^2}{d^2}. \quad (1.32)$$

Un autre modèle plus complexe a été développé bien plus tôt [97] pour des piliers de hauteur infinie, et ajoute une correction logarithmique.

En appliquant l'équation de Stokes au deux fluides, avec les conditions aux limites classiques, nous trouvons le profil de vitesse ainsi que celui de l'interface de la même manière que précédemment :

$$\tilde{e}''' = \frac{3\alpha(1 - \tilde{e})}{\alpha\tilde{e}^3 + 3\beta\tilde{e}^2 + 3\beta^2\tilde{e} + \beta^3}, \quad (1.33)$$

où $\beta = h_p/e_0$ est le rapport entre la hauteur des plots et l'épaisseur du film déposé. Dans le cas où il n'y a pas de piliers ($\beta = 0$) ou que les piliers sont très denses $\alpha = \infty$, nous retrouvons bien le cas LLD classique.

L'épaisseur totale mesurée sur la figure 1.11 est notée $e_d = h_p + e_0$, c'est la somme de la hauteur des piliers et de l'épaisseur du liquide déposé par-dessus. À grand nombre capillaire nous nous rapprochons du cas LLD classique tracé en bleu. À l'inverse, à bas nombre capillaire la hauteur déposée tend vers la hauteur des piliers, ce qui traduit le piégeage de liquide à l'intérieur de ces derniers. Le bon accord entre le modèle et l'expérience pour $\alpha \approx 16$ montre que la dissipation dans le réseau de rugosités est bien pris en compte.

1.3.4 Rôle des tensioactifs dans l'extraction d'une plaque

Jusqu'ici, nous avons fait l'hypothèse d'un fluide newtonien avec une condition de contrainte nulle à l'interface eau/air. Que se passe-t-il si nous changeons les propriétés interfaciales de ce liquide en y ajoutant des tensioactifs ? Dans ce cas, la condition à la limite interfaciale devient :

$$\eta \left. \frac{\partial u}{\partial x} \right|_{x=h(z)} = \frac{\partial \gamma}{\partial z} + \mu^* \frac{\partial^2 u_s}{\partial z^2}. \quad (1.34)$$

Le premier terme représente la contrainte de Marangoni. L'extension du ménisque dynamique provoqué par l'entraînement de liquide induit des gradients de concentrations de tensioactifs à la surface, ce qui provoque l'apparition d'une contrainte additionnelle à l'interface. Le second terme prend en compte la viscosité de surface, une nouvelle source de dissipation provenant de l'échange entre l'interface et le volume, ou de frottement moléculaire.

Nous commençons par expliciter un cas : celui où l'un des termes de droite de l'équation 1.34 est prépondérant devant celui de gauche. Dans ce cas, la condition à la limite est remplacée par $u(e(z)) = U$. La loi classique de LLD est retrouvée à un préfacteur près :

$$e_{\text{rigide}} = 4^{2/3} e_{\text{LLD}}, \quad (1.35)$$

où e_{LLD} est l'épaisseur dans le cas classique, donnée par l'équation 1.27. Plusieurs expériences retrouvent cette prédiction théorique [81, 86, 99,

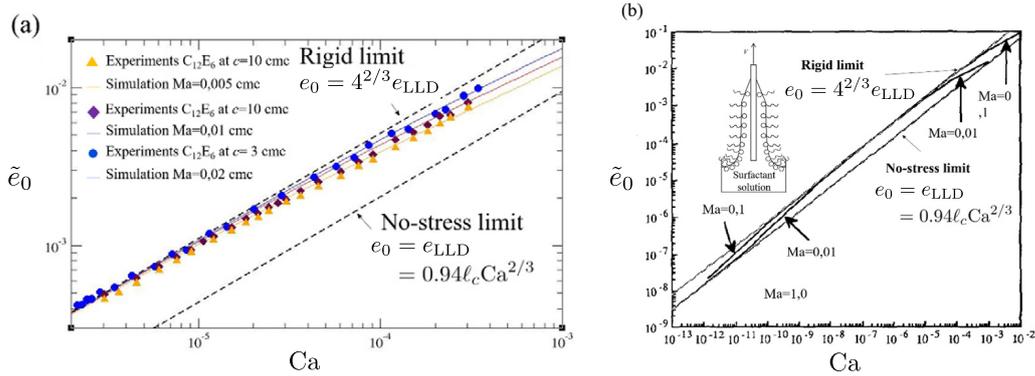


FIGURE 1.12 – Les deux graphiques représentent l'épaisseur déposée, adimensionnée par la longueur capillaire, en fonction du nombre capillaire Ca . Les deux droites (en pointillés sur (a) et pleine sur (b)) représentent les deux solutions au problème d'enduction de liquide, la plus en dessous pour le cas LLD classique sans contrainte à l'interface, et la plus au-dessus pour le cas limite de paroi rigide. (a) Données expérimentales obtenues en tirant une plaque d'une solution de $C_{12}E_6$ pour plusieurs concentrations c mesurée en concentration micellaire critique (CMC). Un modèle ajuste les données pour un nombre de Marangoni qui sert de variable d'ajustement. (b) Simulation numérique de l'épaisseur du film entraînée d'un bain de tensioactifs, pour différents nombres de Marangoni. Cette figure provient de la revue [78], qui est elle-même adaptée de [98] et [99].

100]. À l'inverse, certaines expériences se situent entre ces deux extrema, ce qui peut arriver quand deux termes de gauche de l'équation 1.34 sont non nuls mais pas prépondérants.

Certaines études réussissent à observer un effet de l'élasticité de Gibbs-Marangoni [98, 99, 101, 102, 103]. Nous reproduisons sur la figure 1.12 des résultats expérimentaux de Champougny *et al.* et numériques de Park *et al.*. Nous retrouvons les deux cas limites : la limite \ll No-stress \gg qui correspond à la théorie LLD classique en absence de tensioactif (voir équation 1.27), et la limite \ll Rigid \gg où les contraintes à l'interface sont si grandes que nous retrouvons une vitesse du liquide égale à la vitesse du solide à l'interface liquide/air (voir équation 1.35).

Des modèles plus complexes prenant en compte la solubilité des tensioactifs existent [78, 98, 99] et permettent une description plus quantitative. Enfin, une étude menée par Scheid *et al.* [104] a réussi à faire varier le second terme de l'équation 1.34 dans une situation expérimentale qui permet de négliger le terme de Marangoni. Ils mesurent une évolution avec la même loi de puissance que le cas LLD, mais avec un préfacteur très légèrement plus grand.

1.3.5 Films de savon et bulles

Nous avons vu plus tôt que la dissipation dans le ménisque dynamique présentait les mêmes équations dans le cas de l'enduction d'une plaque ou le cas de l'avancée d'une bulle dans un tube. Seul le raccordement

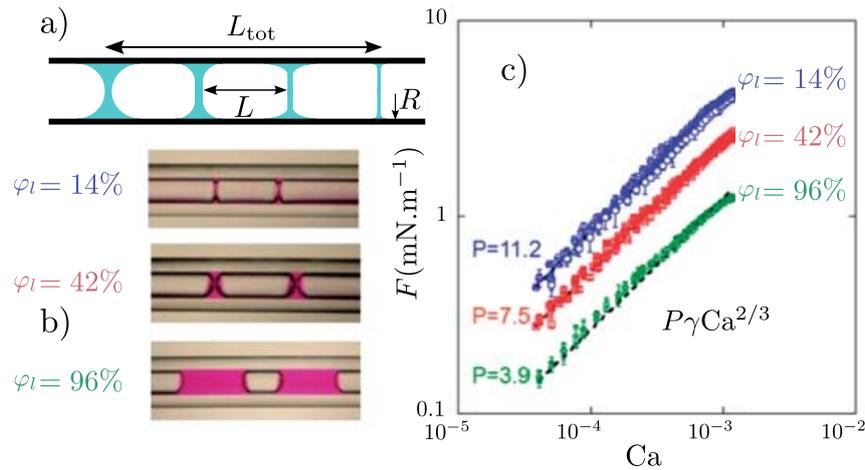


FIGURE 1.13 – Déplacement d'un train de bulles dans un capillaire de rayon R [105]. a) Schéma du train de bulles de longueur L_{tot} constitué de bulles de longueur L , séparées par une quantité de liquide (en bleu) variable. b) Photographies de bulles dans le tube pour différentes fractions liquides. c) Force de frottement en fonction du nombre capillaire. Trois jeux de résultats sont présentés, pour les trois fractions liquides présentées sur la figure 1.13 b). Chacun est ajusté par la prédiction théorique $P\gamma\text{Ca}^{2/3}$, où P est un préfacteur ajustable précisé pour chaque jeu.

au ménisque statique varie. De plus l'addition de tensioactifs peut jouer sur le profil de vitesse en changeant la condition aux limites. Ici, nous discutons de la généralisation de ce phénomène de dissipation de ménisques à une série de bulles ainsi qu'à une mousse liquide, afin de quantifier la force visqueuse résultant du frottement dans ce ménisque dynamique.

Tout d'abord, nous nous intéressons à une étude menée par Emile *et al.* [105], où un train de bulles se déplace dans un capillaire rempli de liquide (voir figure 1.13 a)). La fraction liquide φ_l est définie comme le rapport entre le volume occupé par le gaz dans le tube et le volume total du capillaire, le reste du volume étant celui du liquide.

L'objectif de cette étude était de quantifier le rôle de la fraction liquide sur la force de frottement visqueuse provenant du ménisque dynamique. Dans le cas de Bretherton, où le ménisque statique est sphérique, la force par unité de longueur s'écrit :

$$f_\eta = 3,72\gamma\text{Ca}^{2/3}. \quad (1.36)$$

Celle-ci est déduite de la chute de pression proposée par Bretherton [94] et est bien retrouvée expérimentalement par Emile *et al.* pour la fraction liquide la plus élevée (en vert sur la figure 1.13). En revanche, lorsque la fraction liquide diminue en dessous de 80%, un écart à cette prédiction est mesuré. Ces auteurs retrouvent bien une loi du type :

$$f_\eta = P(\varphi_l)\gamma\text{Ca}^{2/3}, \quad (1.37)$$

mais le préfacteur numérique P varie avec la fraction liquide. Une dépendance

du type $P \propto \varphi_1^{-1/3}$ ajuste l'ensemble des mesures jusqu'à une fraction liquide de l'ordre de 1 %.

Si nous regardons de plus près la forme des ménisques obtenus dans le capillaire (voir figure **a**) et **b**), nous pouvons voir que la présence d'une bulle voisine perturbe la forme du ménisque. Celui-ci devient plat au centre du tube et n'est courbé qu'au voisinage de la paroi. Dans ce cas, le train de bulles peut être vu comme une mousse à une dimension, dite mousse bambou. Les bulles sont séparées par des films plans qui se courbent à la paroi pour former un pseudo-bord de Plateau. Les différentes formes de bulles sont schématisées sur la figure 1.13 **a**). À gauche les ménisques sont sphériques, alors qu'en se déplaçant vers la droite, la fraction liquide diminue et nous nous rapprochons du film de savon courbé. Nous noterons r_{pb} le rayon de courbure de ces objets qui dépend de la fraction liquide ainsi que de la taille du tube.

Ainsi, le raccord au ménisque statique se fait avec le rayon de ces bords de Plateau comme rayon de courbure, et non plus le rayon du tube. De manière qualitative, si nous diminuons la hauteur sur laquelle se fait le gradient de vitesse, nous augmentons la force visqueuse. Plusieurs études suggéraient déjà que pour le cas de films de savon, la longueur caractéristique devenait le bord de Plateau [106]. Cependant, compte tenu des résultats présentés dans cet article, il est difficile de relier précisément le rayon de courbure r_{pb} et la force visqueuse.

Dans le même type de géométrie, Dollet et Cantat [107] ont étudié une mousse bambou dans un capillaire. Dans cette étude, la mousse est poussée à pression contrôlée afin de déterminer la limite de stabilité des films. Contrairement à l'étude précédente [105], les films sont déformés par l'écoulement imposé, ils présentent alors une courbure asymétrique en haut et en bas du tube. Ceci est attribué à une différence de fraction liquide entre le haut et le bas du tube, due à des effets gravitaires. Cette différence de quantité de liquide joue sur la taille des bords de Plateau et se traduit par une différence de force visqueuse entre le haut du tube et le bas du tube inférieure à 10 %. Ceci entre dans l'erreur expérimentale, indiquant que l'influence du bord de Plateau peut être négligée dans leur expérience par rapport à la courbure globale du film.

Au-delà de la mousse unidimensionnelle, des expériences avec une monocouche de bulles à deux dimensions ont été réalisées. Dans l'expérience de Raufaste *et al.* [108], une mousse liquide est générée en faisant buller de l'air dans un liquide savonneux (voir figure 1.14 **a**)). Les bulles s'accumulent à l'interface air/liquide pour former une mousse liquide qui monte dans le réservoir. En arrivant en haut du réservoir, la mousse est forcée d'entrer dans le canal constitué de deux plaques lisses. L'espacement étant plus petit que le diamètre d'une bulle, il ne peut y avoir qu'une monocouche de bulles, autrement dit une mousse 2D.

Dans cette étude, les auteurs mesurent le frottement produit par le déplacement d'une mousse 2D sur une surface lisse en fonction de différents paramètres, comme la vitesse de la mousse, la fraction liquide,

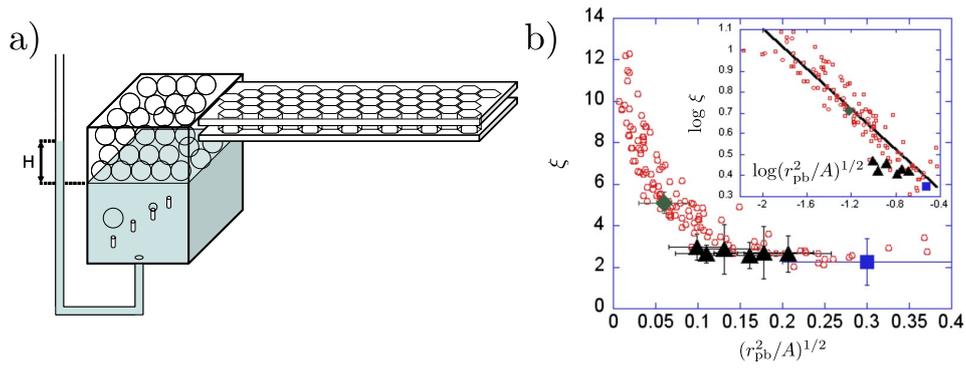


FIGURE 1.14 – a) Montage expérimental du frottement d’une mousse liquide 2D provenant de l’expérience de Raufaste *et al.* [108]. b) Rapport entre la dissipation expérimental et théorique ξ en fonction d’une fraction liquide apparente r_{pb}^2/A à la puissance $1/2$. Les losanges viennent de l’étude de Cantat *et al.* [109], les carrés de celle de Denkov *et al.* [110]. Les autres résultats sont mesurés directement par Raufaste *et al.* [108]. L’insert présente les mêmes données en échelle logarithmique.

ou encore l’aire des bulles. Dans cette expérience, la mousse 2D est constituée d’une unique couche de bulles écrasées entre deux plaques. Chaque bulle est séparée de sa voisine par un film liquide plan et s’écrase sur les plaques pour y former un pseudo-bord de Plateau (comme pour la mousse 1D). À la jonction de trois bulles se réunissent trois films qui forment un bord de Plateau, ceux-ci s’écrasent sur les plaques pour former un pseudo-vertex. Le rayon de courbure des bords de Plateau est proportionnel à celui des pseudo-bords de Plateau, dans la suite nous ne ferons pas la distinction et l’appellerons r_{pb} .

Afin de bien contrôler la fraction liquide, une technique expérimentale a été développée. La position du canal étant fixe, faire varier la quantité de liquide dans la cellule initiale, permet de contrôler la hauteur à laquelle la mousse pénètre dans le canal. Cela permet de sélectionner une unique fraction liquide pour toute la mousse 2D. Nous utiliserons cette technique lors de cette thèse et détaillerons le processus physique dans le chapitre 2. Une correction empirique de la force de frottement, prenant en compte l’influence de la fraction liquide ainsi que l’orientation des bords de Plateau, a été obtenue grâce à l’expérience de Raufaste [108]. Sur la figure 1.14 b), nous voyons la correction numérique nécessaire pour retrouver le frottement prédit par Bretherton, en fonction d’une apparente fraction liquide à la puissance $0,5$. La correction empirique donne :

$$f_{\text{empirique}} = \sigma \varphi_1^{-0,25} \gamma \text{Ca}^{2/3}, \quad (1.38)$$

où σ contient une valeur numérique ainsi qu’une correction provenant de l’orientation des ménisques par rapport au sens de l’écoulement.

Jusqu’ici, la force visqueuse dépend du nombre capillaire à la puissance $2/3$, traduisant la condition de contrainte nulle à la paroi. Comme nous l’avons vu avant (voir partie 1.3.4) la présence des tensioactifs peut

modifier cette condition. Cela change la hauteur entraînée ou déposée ainsi que la dissipation visqueuse. Dans son article de 2013, Cantat [86] généralise la question de la dissipation dans un ménisque dynamique à la fois dans la configuration de Bretherton et dans celle de Landau-Levich-Derjaguin. En plus de résoudre numériquement le profil d'interface du liquide, elle propose différentes expressions de la force visqueuse en fonction de la condition aux limites, et pour les ménisques *avant* et *arrière*. Comme une bulle ou une lamelle est toujours constituée d'un ménisque *avant* et *arrière*, il est possible d'écrire la force visqueuse comme une somme des deux contributions. Les deux contributions sont identiques, au préfacteur numérique près car plus faible d'un facteur 3 pour le cas *arrière* que pour le cas *avant*. Une unique expression de cette force est alors proposée :

$$f_{\text{tot}} = A\gamma\text{Ca}^{2/3} + B\gamma\text{Ca}^{1/3}\frac{\ell}{r_m}, \quad (1.39)$$

où A et B sont deux constantes numériques dépendant de la physico-chimie de l'interface, ℓ est la taille de la bulle, r_m est le rayon de courbure du ménisque statique (qui est r_{pb} pour les films et les mousses). Notons que A peut prendre les valeurs $[4,94; 6,82; 6,22]$ et B les valeurs $[0; 0,94; 0]$ selon si la condition à l'interface est celle de la contrainte nulle à la paroi, de vitesse nulle à la paroi, où de vitesse égale à celle de la paroi solide. Dans seulement l'un des cas, une contribution en $\text{Ca}^{1/3}$ est attendue et provient de la dissipation du film de mouillage cisailé. Ceci a été observé expérimentalement par différentes équipes [110, 111, 112]. La dépendance avec la fraction liquide est cachée dans le paramètre r_m et est aussi discuté dans l'article. Seul le terme en $\text{Ca}^{1/3}$ présente une dépendance de ce paramètre. Comme l'étude de Raufaste *et al.* [108] présente une loi de puissance en Ca différente de deux tiers, le second terme de l'équation 1.39 doit être non nul et permettre un effet de la fraction liquide.

Dans le cas d'une mousse liquide avec une fraction liquide très importante, proche de la transition avec les liquides bulleux, la force visqueuse peut s'écarter de la loi $f_\eta \propto \text{Ca}^{2/3}$. Le Merrer *et al.* [113] s'intéressent au frottement d'une monocouche de bulles sur une surface lisse inclinée, avant d'étudier une mousse 3D de fraction liquide $\varphi_1 \approx 20\%$ (voir figure 1.15 a) et b)).

Selon la déformation de la bulle, caractérisée par le nombre de Bond qui est le rapport entre les effets capillaire et gravitaires Bo , deux types de frottement sont observés. Ce comportement est visible sur la figure 1.15 c) où deux lois d'échelle sont possibles pour la monocouche de bulles, une en $F \propto U$ et l'autre en $F \propto U^{2/3}$ en fonction de la taille des bulles. Lorsque les bulles sont peu déformées, nous retrouvons une dissipation semblable à la loi de Stokes pour une sphère se déplaçant dans un fluide visqueux. À l'inverse, lorsque la bulle se déforme, nous retrouvons une

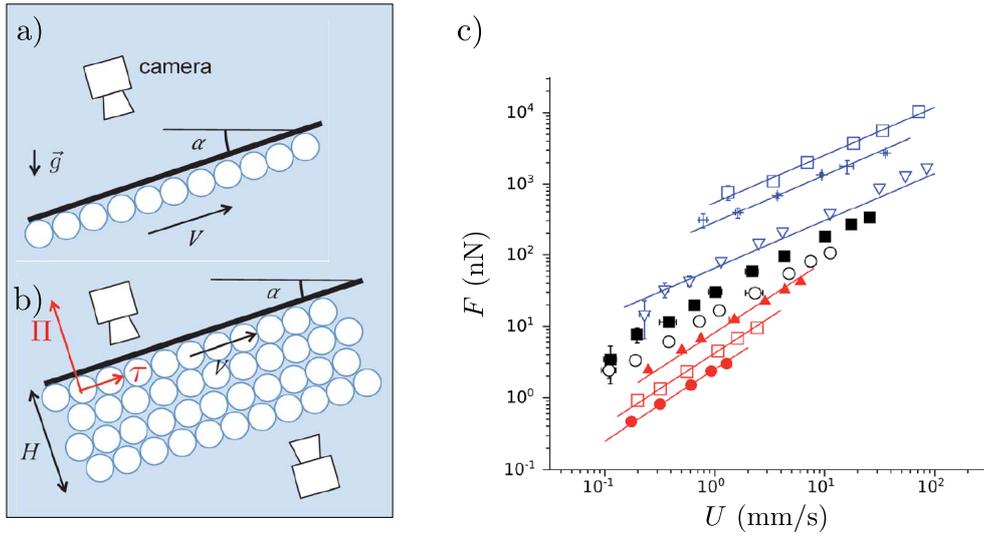


FIGURE 1.15 – a) Schéma de l'expérience d'une monocouche de bulle frottant sur une paroi lisse par le principe d'Archimède. b) Schéma de l'expérience pour une mousse 3D avançant de la même manière. c) Force de frottement en fonction de la vitesse U pour différentes tailles de bulles.

dissipation type Bretherton. La transition entre les deux est caractérisée par un nombre capillaire critique :

$$\text{Ca}^* = \left(\frac{2C}{D} \right)^3 \text{Bo}^{3/2}, \quad (1.40)$$

avec C et D , deux paramètres d'ajustement. En dessous, la dissipation type Bretherton ($F \propto U^{2/3}$) est prédominante, alors qu'au-dessus, celle de type Stokes ($F \propto U$) est dominante.

Par analogie avec ces observations sur la monocouche de bulles, les mêmes types de mécanisme sont attendus dans le cas d'une mousse 3D. En revanche, l'origine de la déformation des bulles n'est plus simplement un nombre de Bond mais une pression osmotique à la paroi. La contrainte à l'interface est alors modélisée par une somme de deux termes, un mécanisme de Stokes en Ca et un mécanisme de Bretherton en $\text{Ca}^{2/3}$. La transition se fait autour d'un nouveau nombre capillaire critique :

$$\text{Ca}^{**} = \left(\frac{C}{D} \right)^3 \left(\frac{6\Pi R_{\text{bulle}}}{2\gamma(1 - \varphi_1)} \right)^{3/2}, \quad (1.41)$$

Nous retrouvons les mêmes paramètres numériques, ainsi qu'un nouveau nombre sans dimension à la puissance $3/2$. Ce dernier est le rapport entre la pression osmotique Π et la pression capillaire. Les préfacteurs numériques C et D proviennent de l'expérience de la monocouche. Sans autres paramètres ajustables, les auteurs obtiennent une courbe maîtresse qui relie la contrainte expérimentale et théorique en faisant varier plusieurs paramètres.

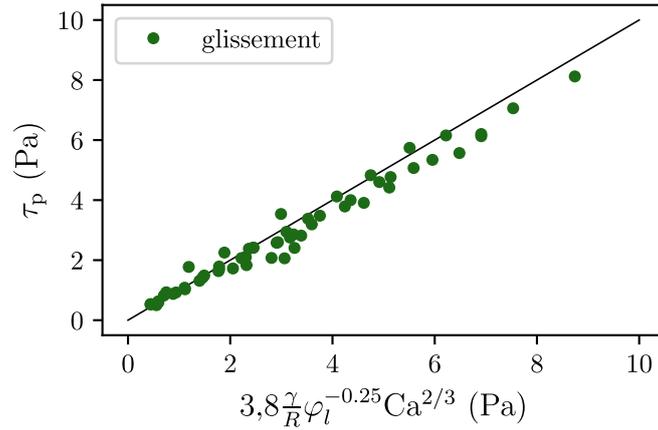


FIGURE 1.16 – Contrainte mesurée lors de la pénétration d’une surface lisse dans une mousse liquide 3D en fonction de la prédiction théorique prédite par Marchand *et al.* [114].

Pour finir, Marchand *et al.* [114] génèrent une mousse 3D en faisant buller une solution savonneuse, de la même manière que dans l’expérience de Raufaste *et al.* [108]. À l’inverse de cette expérience où la mousse 2D pénètre dans une cellule de Hele-Shaw, ici, elle reste dans le réservoir. Une lame y est introduite grâce à une ouverture sur le côté, laissant la mousse immobile. Les auteurs s’intéressent à la contrainte exercée par la mousse sur des lames lisses ou rugueuses. Dans le cas lisse, qui nous intéresse jusqu’ici, une prédiction théorique s’écrit :

$$\tau_{\text{lisse}} = 3,8 \frac{\gamma}{R} \varphi_l^{-0,25} \text{Ca}^{2/3}, \quad (1.42)$$

avec R le rayon des bulles constituant la mousse. Nous retraçons sur la figure 1.16 leurs contraintes mesurées lors de la pénétration d’une lame lisse dans une mousse monodisperse 3D en fonction de la contrainte théorique. Nous retrouvons à la fois une dépendance en $\text{Ca}^{2/3}$ comme prédit dans plusieurs études mentionnées plus haut, mais aussi une dépendance avec la fraction liquide à la puissance $-0,25$ comme dans l’expérience de Raufaste [108], ce qui n’est pas prédit par Cantat [86].

Dans ce tapuscrit, nous utiliserons une loi similaire en $\text{Ca}^{2/3}$ avec la prise en compte de la fraction liquide dans les bords de Plateau frottant sur la paroi lisse. Plusieurs exposants sont présents dans la littérature [105, 108, 112, 114] entre $-0,25$ et $-0,6$ et nous ajusterons la loi de puissance en fonction des données. Dans la suite, nous nous intéressons à l’influence de la rugosité sur le frottement de divers objets et dans diverses conditions.

1.4 Glissement sur surfaces texturées

Dans cette partie, nous considérons l'écoulement d'un liquide au-dessus d'une surface texturée, soit remplie d'air (SHS), soit d'un lubrifiant (SLIPS).

1.4.1 Glissement sur coussin d'air : « Super Hydrophobic Surfaces »

Comme nous l'avons déjà décrit (voir section 1.2.3), une façon de diminuer le frottement entre un liquide et une surface, est d'y ajouter des rugosités. Ce mécanisme, inspiré de la nature [54] (voir figure 1.6), est observé pour un dépôt de gouttes qui piège un film d'air à l'intérieur des plots, connue sous le nom d'état de Cassie-Baxter [55] (voir figure 1.17).

La transition entre cet état et celui de Wenzel [65] se produit si l'angle de contact dépasse l'angle critique θ_c [61, 68] défini par :

$$\cos(\theta_c) = \frac{\phi_s - 1}{r - \phi_s}. \quad (1.43)$$

Dans cette équation, ϕ_s correspond à la fraction de solide en contact avec le liquide et r à la rugosité. La rugosité est le rapport entre la surface réelle et l'aire projetée. Pour un réseau carré de plots parallélépipédiques de côté a , de hauteur h , et d'espacement b , la surface projetée élémentaire est un carré de surface $(a + b)^2$ (voir figure 1.17 à gauche). En revanche, la véritable surface élémentaire doit prendre en compte les surface sur les quatre côtés de la rugosité parallélépipédique et ajouter un terme $4ah$ (voir figure 1.17 à droite) :

$$r = 1 + \frac{4ah}{(a + b)^2}. \quad (1.44)$$

La fragilité de l'état de Cassie-Baxter peut aussi dépendre de l'impact entre la goutte et la surface [63, 115]. Si l'impact produit une force assez grande pour déformer le liquide entre deux plots au point que le ménisque touche le substrat, l'état de Wenzel sera atteint et il est impossible d'obtenir l'état Cassie-Baxter.

De nombreuses études ont été faites sur ces types de surfaces, aussi bien pour voir le glissement d'une goutte [116, 117, 118], que pour un écoulement contrôlé sur ces surfaces dans un rhéomètre [119, 120, 121] ou dans une conduite [122].

Différents types d'écoulement et différentes textures ont été étudiées (des exemples sont présentés sur la figure 1.18). Ou *et al.* [123] ont considéré le cas d'un écoulement laminaire au-dessus d'un réseau de microcanaux (voir figure 1.18 (b)). Dans ce cas, l'écoulement est fait

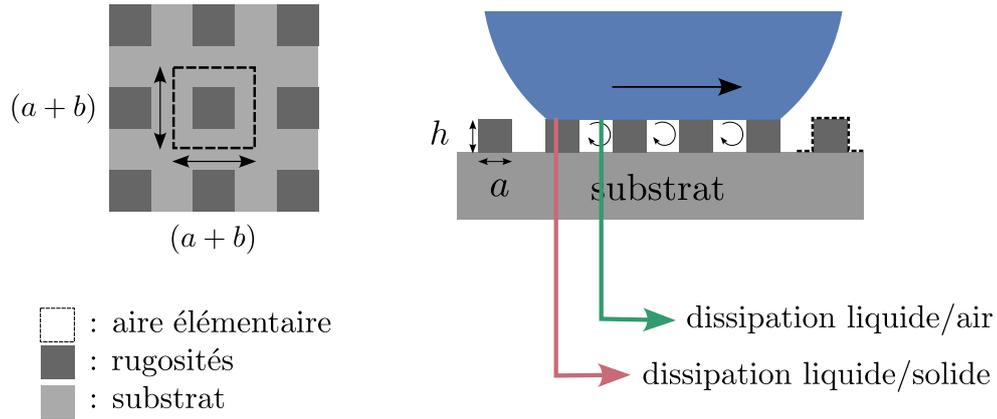


FIGURE 1.17 – Schéma d'une goutte de liquide avançant sur une surface super hydrophobe constituée de plots cubiques en réseau cubique. À gauche, vue de dessus de la surface rugueuse. À droite, vue de côté de la goutte avançant sur un lit d'aspérités cubiques.

en imposant une différence de pression entre l'entrée et la sortie. Ils montrent une diminution de différence de pression, jusqu'à 40 %, en présence des canaux ce qui correspond à une longueur de glissement d'environ 20 μm . L'effet augmente avec une augmentation de l'espacement entre les canaux ou une diminution de la hauteur. En couplant leurs mesures avec une technique de PIV [124], ils ont mesuré la vitesse de glissement à l'interface, qui va jusqu'à 60 % de la vitesse moyenne de l'écoulement. Sur d'autres types de surfaces [57, 58, 119, 120, 121, 122], les auteurs mesurent une diminution de frottement, ou plutôt une longueur de glissement entre 20 et 200 μm . Comme certaines mesures sont faites dans un rhéomètre [120] et que l'écoulement est confiné, la mesure de la longueur de glissement peut être remise en question [19].

Plusieurs études théoriques [125, 126, 127] sont menées notamment pour expliciter un lien entre la longueur de glissement et les paramètres de rugosité. Elle doit dépendre à la fois de la région en contact avec le liquide [128, 129] et de la taille des régions où se produit le glissement [125] ainsi que de leurs paramètres géométriques [130, 131]. La longueur de glissement s'écrit en loi d'échelle :

$$\lambda_{\text{slip}} \sim b \ln \left(\frac{1}{r\phi_s} \right) \quad (1.45)$$

pour des canaux et :

$$\lambda_{\text{slip}} \sim \frac{b}{\sqrt{r\phi_s}} \quad (1.46)$$

pour des plots 2D, avec b l'espacement typique entre les rugosités.

Ces modèles sont en accord avec les observations expérimentales et numériques [124, 132, 133, 134]

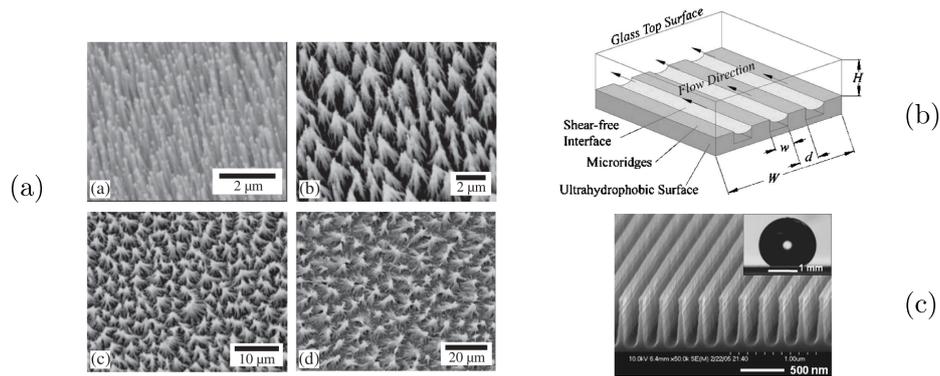


FIGURE 1.18 – Exemple de surfaces utilisées comme SHS. (a) Différentes surfaces faites d’une forêt de nanotube de carbone de différentes hauteurs, Joseph *et al.* [58]. (b) Microcanaux remplis d’air au-dessus desquels se produit un écoulement laminaire de liquide, Ou et Rothstein [124]. (c) Réseau de microgravure à haut rapport d’aspect, Lee *et al.* [121].

Étant donné la fragilité de l’état de Cassie-Baxter, une autre méthode permettant la diminution de frottement sur les parois rugueuses a été mise en place il y a plus de dix ans [135]. L’intérêt pour les surfaces super hydrophobes s’est alors tourné vers cet autre type d’objet : les surfaces imprégnées de liquide.

1.4.2 Glissement sur surfaces poreuses imprégnées de lubrifiant : « SLIPS »

L’intérêt pour les surfaces super hydrophobes (SHS) a explosé dans les années 2000, mais leur fragilité est un obstacle à leur utilisation. À l’instar de l’effet lotus qui a inspiré les SHS, certaines plantes carnivores de la famille des *Nepenthes* [136] ont permis la création d’une autre forme de surface. Lorsqu’un liquide lubrifiant est injecté entre les rugosités, le liquide frottant au-dessus du solide ne rentre plus aussi facilement dans le réseau de rugosités. Ces objets sont appelés LIS (Liquid Infused Surfaces) ou SLIPS (Slippery Liquid Infused Porous Surfaces) lorsqu’une diminution de frottement est observée. L’intérêt d’une partie de la communauté scientifique a grandement augmenté depuis les travaux fondateurs de Wong *et al.* [135]. Leurs propriétés de réduction de frottement, leur conception et leurs applications ont fait l’objet d’articles de revue récents [137, 138, 139, 140, 141, 142, 143]. En effet, ces surfaces SLIPS [144] empêchent la formation de glace [145, 146], sont autonettoyantes [147, 148], ont des applications dans le domaine médical [149] du fait de leurs propriétés autonettoyantes, ou peuvent répondre à des stimuli extérieurs (changement de température ou champs magnétiques) [150, 151].

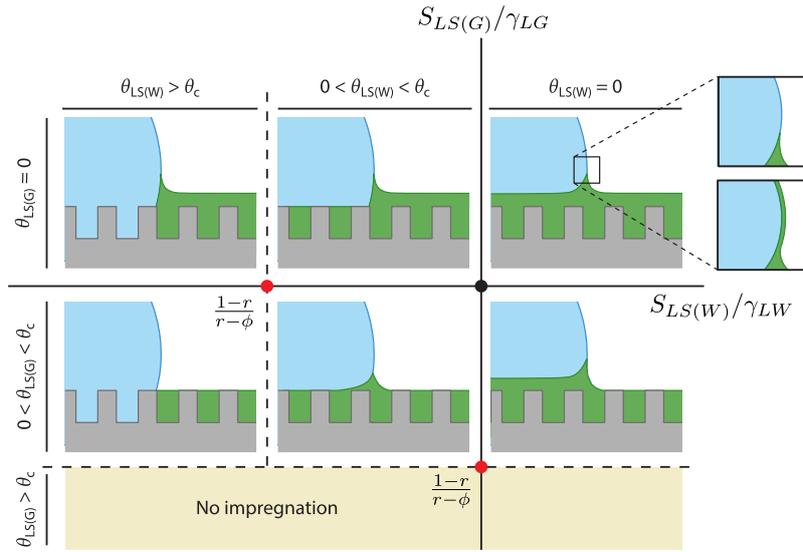


FIGURE 1.19 – Diagramme des morphologies possibles lorsqu’une goutte mouille un SLIPS d’après l’article de Smith *et al.* [152] et Hardt et McHale [138]. Les axes horizontal et vertical mesurent des paramètres d’étalement adimensionnés, défini par l’équation 1.5 comme $S_{ij(k)} = \gamma_{jk} - \gamma_{ij} - \gamma_{ik}$, où γ_{ij} est la tension de surface entre deux phases i et j . Ces coefficients peuvent s’exprimer en comme un angle de contact. Le point noir correspond à l’origine du système, alors que les rouges correspondent aux angles de contact critiques (ou plus précisément à leur cosinus, voir équation 1.43). Chaque morphologie peut être dédoublée si le lubrifiant encapsule le liquide (voir le zoom à droite).

Ici, nous nous intéresserons uniquement à la réduction de frottement induite par ces surfaces. Nous verrons les caractéristiques de la surface qui permettent d’observer cet effet et son origine physique.

Stabilité de ces objets

Le principe consiste à imbiber une surface (S) d’un lubrifiant (L) puis de faire s’écouler un liquide au-dessus (W). Il en résulte quatre phases en jeu dans ce problème, en ajoutant le gaz (G). Plusieurs conditions ont été mises en évidence pour assurer la stabilité de ces objets complexes [142, 152].

Le substrat doit retenir le lubrifiant, par une porosité apparente ou une rugosité de surface, entre autres. Le choix de lubrifiant n’est pas laissé au hasard puisque ce sont les interactions entre la surface et le lubrifiant qui permettent à ce dernier de rester piégé. De plus, il est important que le lubrifiant pénètre l’entièreté du réseau, ce qui se traduit par une faible tension de surface γ_{LS} . Dans le cas contraire, nous nous retrouvons simplement avec une surface texturée sèche. Comme nous faisons intervenir un deuxième liquide, souvent de l’eau (w), il est nécessaire de vérifier que le substrat préfère être mouillé par le lubrifiant plutôt que par le liquide. Dans le cas contraire, ce dernier pourrait pénétrer dans le réseau de plots à la place du lubrifiant et y rester, car cette configuration est plus favorable énergétiquement. Enfin, utiliser deux fluides immiscibles est primordial pour éviter toute contamination

de l'écoulement, ainsi que la disparition du lubrifiant dans la phase aqueuse.

L'ensemble des possibilités d'état est montré sur la figure 1.19. Seuls les états au-dessus et à droite des lignes pointillées présentent l'état SLIPS [142, 152]. Dans les autres cas, soit le liquide W pénètre les plots, soit le lubrifiant quitte le réseau. En revanche, si nous formons un état SLIPS, il est possible que la goutte de liquide se fasse encapsuler par le lubrifiant. Ceci peut présenter des avantages dans la réduction de frottement, mais mène à une perte du lubrifiant. Dans la suite, nous nous intéresserons au cas d'un écoulement sur toute la surface, plutôt qu'à l'avancée d'une goutte, ce qui empêche cet effet mais pas la perte de lubrifiant. Augmenter la viscosité du lubrifiant permet aussi d'éviter la perte de l'état, ou de lubrifiant dans l'écoulement, par abaissement du nombre capillaire dans l'écoulement.

La forme de la surface n'est pas non plus à laisser au hasard. Une expérience menée par Wexler *et al.* [153] suggère que pour un écoulement imposé au-dessus d'une surface SLIPS, faite de longs canaux dans le sens de l'écoulement, le lubrifiant peut être entraîné par l'écoulement et ainsi détruire l'état souhaité. Ils ont montré qu'en dessous d'une longueur caractéristique L_∞ le lubrifiant n'était plus entraîné [154, 155]. Afin de prévenir de cet effet, les auteurs suggèrent de faire les canaux d'une longueur plus petite que L_∞ , autrement dit, de rajouter des bandes perpendiculaires. Dans la suite, nous nous intéresserons uniquement à la diminution de friction sur une surface texturée d'un réseau cubique afin d'éviter ces effets. Dans ce travail de thèse, nous nous sommes intéressés à ce seul cas.

Diminution du frottement

Puisque l'écoulement se fait à présent sur une surface à la fois solide et liquide, la condition de non-glissement ne s'applique plus. En effet, à l'interface liquide/lubrifiant, la longueur de glissement est donnée par :

$$u_0 = \lambda \left. \frac{\partial u_{\text{ext}}}{\partial y} \right|_i, \quad (1.47)$$

où u_0 est la vitesse de glissement, λ la longueur de glissement, $\left. \frac{\partial u_{\text{ext}}}{\partial y} \right|_i$ la dérivée du profil de vitesse du liquide (W) suivant la direction orthogonale à l'interface.

Dans le cas où le rapport des viscosités

$$N = \frac{\eta_W}{\eta_L} \quad (1.48)$$

tend vers l'infini, nous retrouvons le cas des surfaces super hydrophobes, où la viscosité de l'air est très petite devant celle des liquides passant dessus de la surface. Ainsi, nous retrouvons les mêmes prédictions que [59, 125, 156, 157], mais elles ne prennent pas en compte la viscosité du

lubrifiant. Il n'est pas possible de modéliser la longueur de glissement en combinant celle sur le liquide et le non-glissement sur le solide. La valeur locale de la longueur de glissement dépend de l'angle entre le profil de vitesse et l'orientation des plots [158].

Certains modèles donnent une expression de cette longueur de glissement pour des écoulements sur des canaux alignés ou perpendiculaire, à l'écoulement. Citons notamment Hatte et Pitchumani [159] qui développent un modèle analytique dans l'hypothèse où la hauteur est grande devant la longueur longitudinale (ou transverse). Ils peuvent ainsi combiner les résultats obtenus pour les deux configurations pour obtenir la longueur de glissement sur un réseau cubique. Notons aussi que le modèle de Schönecker *et al.* [160] donne une expression de la longueur de glissement pour le même type d'écoulement longitudinal ou transverse. La diminution de frottement est non négligeable et peut atteindre $\sim 40\%$ [161].

La présence de tensioactifs peut générer des écoulements interfaciaux et perturber le mécanisme à l'origine de la diminution de frottement. Pire, si le lubrifiant utilisé est de l'huile, il est possible de former une émulsion et de perdre l'état de SLIPS [154].

1.5 Rugosité macroscopique

1.5.1 Suppression du glissement par la présence de rugosités, rhéologie de volume

Même si nous venons de voir que la présence de rugosités peut induire une diminution du frottement, ce n'est pas le cas en général. Ceci est très utilisé pour sonder les propriétés de volume d'un matériau, notamment à l'aide d'un rhéomètre. L'objet d'étude — qui peut être aussi bien un liquide pur [19], qu'un polymère [21], une suspension [162], ou une mousse [112] — est compris entre deux plaques qui se déplacent pour lui appliquer une contrainte ou une déformation. Il est impossible de sonder ces propriétés de volume s'il existe un glissement (apparent ou non) à l'interface entre notre objet d'étude et la paroi solide.

Pour supprimer cet effet, plusieurs solutions existent, soit en collant du papier de verre [163, 164, 165, 166, 167] ou des billes [168, 169] sur la paroi, soit en rainurant la surface [170, 171, 172, 173], ou encore en la sablant [174, 175]. Dans tous les cas, il s'agit d'ajouter une rugosité à la surface pour ancrer le liquide, voire la phase dispersée.

La transition où la présence des rugosités joue un rôle sur la diminution de frottement est peu détaillé dans la littérature [175]. Il est assez courant que le détail des rugosités ne soit pas mentionné dans les études rhéologiques. Cependant, la taille des rugosités est importante pour caractériser la condition à appliquer à l'interface. Pour des expériences de milieux granulaires, Goujon *et al.* [168] font une expérience d'écoulement d'un milieu granulaire au-dessus d'une surface rugueuse en inclinant la

surface d'un angle variable par rapport à l'horizontale. Ils observent une augmentation du frottement avec une augmentation de la taille des rugosités. Un maximum est trouvé lorsque la taille des rugosités est deux fois celle des billes composant le milieu granulaire, indépendamment de cet angle d'inclinaison. Au-delà, une diminution du frottement est trouvée alors qu'elle ne l'est pas dans les simulations numériques de Zheng et Hill [176] pour qui l'inclinaison joue un rôle sur le frottement entre la surface rugueuse et le milieu granulaire. Une étude numérique faite par Jing *et al.* [177] montre l'importance de l'espacement entre les rugosités. Un nouveau critère prenant en compte à la fois la taille des rugosités et l'espacement entre elles permet de prédire la transition de glissement ou non-glissement pour des billes monodisperses.

L'influence de la rugosité des parois est aussi importante dans les cas de suspensions. Pour une suspension de sphères dures, Isa *et al.* [178] observent, au microscope confocal, un accrochage des sphères sur les rugosités lorsque ces dernières sont plus grandes (d'environ 10%).

Une étude de gouttes d'huile entourées de solution aqueuse, confinées entre deux plaques texturées, a été menée par Keiser *et al.* [179]. Grâce à cette expérience, les auteurs montrent que la vitesse d'écoulement joue sur le frottement avec les rugosités. Une vitesse critique est donnée par l'équation :

$$U_c \sim \left(\frac{2h}{e_c} \right) \frac{\gamma}{\eta}, \quad (1.49)$$

où h est la hauteur des plots, et e_c une épaisseur critique d'espacement des plaques. Au-dessus, l'huile avance trop vite pour pénétrer à l'intérieur des plots, le film de lubrification est trop épais et tout se passe comme avec des plaques lisses. En revanche, en dessous de cette vitesse seuil, la goutte devient sensible à la présence des plots. Elle n'est pas complètement piégée, mais une partie pénètre dans le réseau de texturation (voir figure 1.20 (a)). Un bon accord entre les mesures théoriques et expérimentales, pour cette vitesse critique, est montrée en figure 1.20 (b). Ceci pour différentes formes de réseaux, différentes densités de rugosités, et différentes viscosités. Dans cette étude, les rugosités sont petites devant la taille de la goutte. Dans ce cas, la pénétration du liquide dans les rugosités se traduit non pas par un ancrage du liquide mais par une diminution du frottement avec l'interface.

Dans le cas de gouttes d'huile dispersées dans une solution aqueuse, *ie* d'une émulsion, Zhang *et al.* [180] montrent qu'avec une rugosité de taille typique du même ordre que les tailles des gouttes de l'émulsion, il est possible d'être au voisinage d'une transition. En dessous, il n'y a pas d'écoulement de l'émulsion et un glissement apparent persiste, au-dessus, l'émulsion est piégée et suit le mouvement des rugosités.

Ces exemples montrent l'importance de la taille des rugosités par rapport à la taille caractéristique de la phase dispersée. Cependant, la transition entre le piégeage ou non de ces objets n'est pas bien définie. Nous verrons dans la suite que le même phénomène est observé dans les

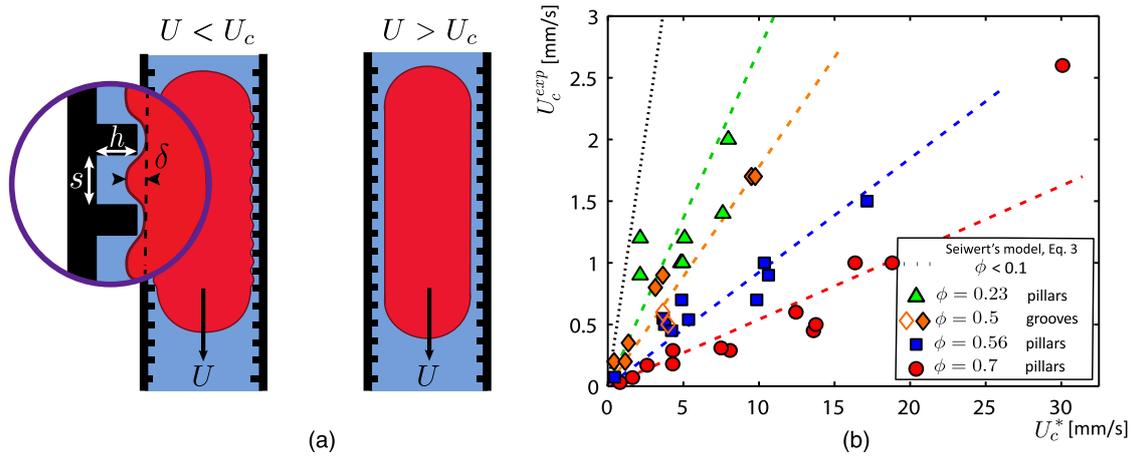


FIGURE 1.20 – (a) Schéma d’une goutte d’huile confinée entre deux plaques texturées tombant à une vitesse U . Selon que la vitesse est inférieure ou supérieure d’une vitesse critique U_c , la goutte pénètre ou non le réseau, ce qui résulte en une diminution du frottement (dans le premier cas) ou à une dynamique semblable au cas lisse (dans le second). (b) Vitesse critique mesurée expérimentalement en fonction de la prédiction théorique. Ceci pour différentes densités de rugosités ϕ et différentes géométries. Résultats provenant de l’article de Keiser *et al.* [179].

mousses liquides. Il est possible d’avoir un glissement ou un entraînement des bulles selon les rugosités des parois. Nous discutons d’abord du cas où les bulles sont ancrées, avant d’explicitier le critère de transition entre le glissement et le non-glissement des mousses.

1.5.2 Application à la mousse liquide, ancrage des bulles

De la même façon que pour les autres phases dispersées que sont les suspensions et les émulsions, une mousse liquide est une dispersion de bulles de gaz dans une solution aqueuse. Nous avons discuté, dans la partie 1.3.5, du glissement d’une mousse 1D, 2D, et 3D sur une surface lisse. Ceci est représenté sur la figure 1.21 avec la série de photographies où $a = 0$ mm. Les bulles semblent rester immobiles tandis que la plaque lisse se déplace. Dans ce cas, nous parlons de glissement, même s’il faudrait parler de glissement apparent, car la condition de non-glissement est respectée. Le liquide ne glisse pas alors que la mousse à l’échelle macroscopique glisse. Dans ce cas, la force visqueuse est bien connue et peut être prédite [86, 108, 114].

En revanche, lorsque la surface présente de grandes rugosités (nous détaillerons dans la section d’après ce que nous entendons par grandes) les bulles restent ancrées à la surface et nous pouvons sonder les propriétés de volume de la mousse. Ceci est illustré sur la figure 1.21 avec la série de photographies $a = 0,44$ mm. Le bord de Plateau se déplace à la même vitesse que la lame, traduisant son ancrage. Loin de la paroi, certaines bulles restent immobiles alors que leurs voisines sont

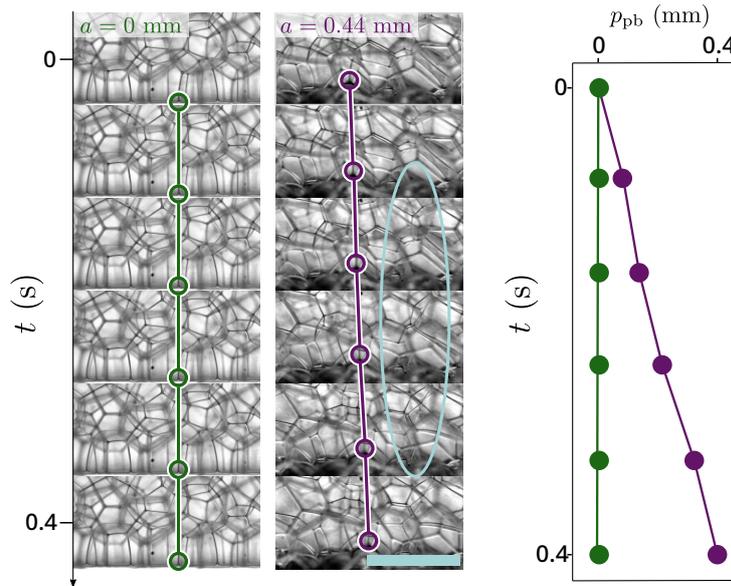


FIGURE 1.21 – À gauche, deux séries de photographies d’une mousse en contact avec une surface lisse (en vert) et rugueuse (en violet). La surface se déplace au cours du temps vers la droite. Nous suivons la position d’un bord de Plateau p_{pb} au cours du temps à droite.

prises en mouvement par la paroi. À faible déformation, la déformation est purement élastique, car il est possible de revenir à l’état initial en inversant le déplacement (c’est le cas de la série de photographies en figure 1.21), mais au-delà d’un seuil, le retour en arrière devient impossible, nous parlons d’évènement plastique. Le mécanisme expliquant cette propriété de la mousse est attribué à un changement de voisine d’une bulle. À faible déformation, les bulles peuvent, elles aussi, se déformer élastiquement, mais passé un seuil, il est préférable qu’une transformation topologique ait lieu. Une bulle va alors changer de voisine, nous parlons d’évènement T1, comme illustré dans le cercle bleu de la figure 1.21.

Ce comportement est caractéristique des fluides à seuil, pour lesquels il n’y a pas d’écoulement macroscopique du fluide en dessous d’une contrainte seuil. Les films se déforment de manière élastique et réversible. Au-delà, un écoulement apparaît, grâce aux changements de voisins des bulles constituant la mousse. L’ajout des rugosités permet facilement d’augmenter la contrainte imposée et de passer dans le régime d’écoulement de la mousse, et ainsi sonder ses propriétés de volume. La première étude suggérant l’ajout de rugosités pour faire de la rhéologie de mousse est due à Khan *et al.* [163], où du papier de verre est greffé aux parois. La rugosité n’est pas bien contrôlée mais elle permet d’empêcher le glissement.

Une des propriétés volumiques qui peut être intéressante à mesurer est la contrainte seuil τ_{ys} . Un modèle empirique établi par Mason *et al.*

[181] prédit un effet de la fraction liquide sur cette contrainte seuil :

$$\tau_{ys} = K \frac{\gamma}{R} (\varphi_1 - \varphi_c)^2, \quad (1.50)$$

où $\varphi_c \approx 0,26$ est la compacité de l'empilement monodisperse de sphères dures. Un accord entre cette prédiction et les résultats d'expériences de rhéologie de mousse est trouvé [167, 182, 183] malgré plusieurs valeurs possibles pour le préfacteur numérique K variant entre 1 et 6 selon la physico-chimie de la mousse. La déformation seuil correspondant est donnée, pour une mousse désordonnée, par Saint-Jalmes *et al.* [184] :

$$\epsilon_y = K' (\varphi_1 - \varphi_c), \quad (1.51)$$

avec K' un autre préfacteur numérique entre 0,5 et 1.

À l'inverse, plutôt que de se placer dans un régime d'écoulement et mesurer la contrainte seuil, il est possible d'appliquer de petites déformations par rapport à ϵ_y afin de voir la réponse élastique de la mousse. Les expériences de Mazon *et al.* [181] donnent une relation empirique de cette élasticité :

$$G = a \frac{\gamma}{R} \varphi_1 (\varphi_1 - \varphi_c), \quad (1.52)$$

Marze *et al.* [183] étudient les différentes propriétés de volume de plusieurs types de mousses grâce à des surfaces rugueuses, mais aussi le frottement en cas de glissement à la paroi. Les propriétés de volume et de glissement sont en accord avec les résultats de la littérature, mais la transition entre les deux régimes varie à la fois avec la fraction liquide, et avec le tensioactif utilisé.

1.5.3 Rôle de la taille de la rugosité, transition des mécanismes de frottement

Nous venons de voir qu'en fonction du glissement ou non à la paroi, nous ne mesurons pas la même chose. Cependant, il n'y a pas de critère universel caractérisant la transition de régime.

Une première étude faite pour une bulle unique frottant le long d'une surface texturée par Germain et Le Merrer [185], relève une transition entre l'avancée de la bulle et son piégeage (voir figure 1.22). Un exemple du déplacement de la bulle le long de la surface est présenté sur la figure 1.22 (b). Les deux lignes en pointillés sont la position du point vert à l'avant de la bulle, et celle de l'étoile jaune à l'arrière (voir figure 1.22 (a)). La moyenne de ces positions est représentée par une ligne noire pleine. La montée se fait par créneaux dont la hauteur correspond à l'espacement $2b$, traduisant un ralentissement lors du passage sur une texturation. La vitesse moyenne U est obtenue par une régression linéaire de la position moyenne.

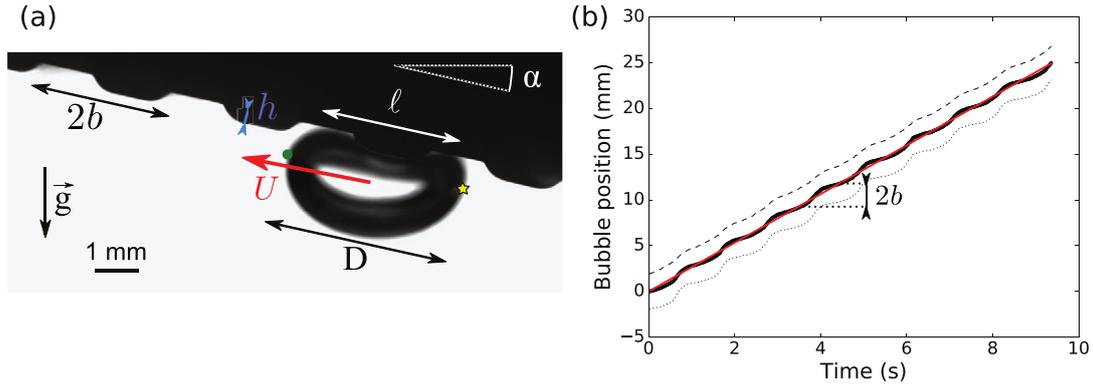


FIGURE 1.22 – (a) Photographie d’une bulle de diamètre D avançant à une vitesse U le long d’une surface texturée. L’espace entre deux créneaux est $2b$ et leur hauteur est h . La bulle peut se déformer et nous notons l la longueur de contact. (b) Position de la bulle en fonction du temps. Ceci est extrait de l’article de Germain et Le Merrer [185].

Dans cette étude, les auteurs présentent une transition entre le régime où la bulle avance le long de la surface par flottabilité, et son piégeage dans les texturations. Cette transition est représentée par une force F_Y subie par la bulle. La bulle glisse si la force réelle F subie par la bulle est supérieure à cette force limite. Cependant, dans le cas de trop forte inclinaison, pour un angle α supérieur à la plus grande pente du profil du créneau (entre 30° et 80°), la bulle glisse dans tous les cas. Toutes leurs expériences se font pour un angle d’inclinaison $\alpha < 21^\circ$, et pour différentes tailles de bulles. Que la bulle soit plus grande que la longueur capillaire, l_c , ou que l’espace $2b$, la force seuil est proportionnelle à :

$$F_Y \sim \rho g l_c h D. \quad (1.53)$$

L’origine de cette force seuil est la force d’Archimède. Dans la limite des grandes bulles, celles-ci sont déformées par les effets gravitaires. À l’inverse, pour des bulles plus petites que la longueur capillaire et que le pas du réseau, les bulles sont parfaitement sphériques et peuvent toucher le fond du créneau. Dans le cas intermédiaire, la même force seuil est trouvée. Notons que cette force ne dépend pas de la viscosité du fluide, ce qui se comprend car la force seuil dépend uniquement de la déformation statique de la bulle.

Le frottement d’une mousse 3D a été caractérisé pour la première fois par Marchand *et al.* [114].

Dans cette étude, la paroi rugueuse est modélisée par une lame de verre couverte de billes de rayons R_{bille} variables. Une lame est plongée puis extraite d’un bain de mousse, monodisperse et de fraction liquide contrôlée de la même manière que dans l’expérience de Raufaste *et al.* [108]. Fixant ces deux paramètres, la mousse présente un rayon de courbure des bords de Plateau r_{pb} constant. Grâce à cette expérience, la contrainte entre la mousse et la plaque peut être mesurée. Celle-ci est représentée sur la figure 1.23 (b) en fonction du paramètre clé traduisant

la transition entre les régimes de frottement : $R_{\text{bille}}/(r_{\text{pb}})$. Il s'agit du rapport entre la taille de bille et le rayon de courbure des bords de Plateau.

Lorsqu'il vaut zéro, la surface est lisse et nous retrouvons un glissement des bords de Plateau ainsi qu'une dissipation des ménisques dynamiques. Ce régime a été discuté dans la partie 1.3.5 et un effet à la fois du nombre capillaire et de la fraction liquide est à prendre en compte. La contrainte est alors prédite par l'équation 1.42 et la comparaison avec l'expérience a été montrée sur la figure 1.16.

À l'opposé, lorsque $R_{\text{bille}}/(r_{\text{pb}})$ est supérieur à 1,9, nous retrouvons un régime d'ancrage des bulles sur la paroi. Nous définissons $\tilde{R}_{\text{bille}} = R_{\text{bille}}/(1,9 r_{\text{pb}})$ le nombre caractérisant la transition avec le nouveau régime décrit juste après. Dans le cas de l'ancrage nous sondons la rhéologie de volume de la mousse. La contrainte peut alors être décrite à l'aide d'un modèle de Herschel–Bulkley

$$\tau_{\text{HB}} = \tau_{\text{ys}} + \eta(\dot{\gamma})\dot{\gamma}. \quad (1.54)$$

Celle-ci correspond à la friction entre les bulles de la mousse venant des évènements T1 et non de la présence des billes. Ceci explique pourquoi elle est indépendante de $R_{\text{bille}}/r_{\text{pb}}$. Sur la figure 1.23 (d), les contraintes du régime d'ancrage sont tracées en fonction de la vitesse de tirage de la plaque. À basse vitesse, seule la contrainte seuil est mesurée, alors qu'à plus haute vitesse une légère augmentation de contrainte est capturée. Ceci provient du deuxième terme de la modélisation du type Herschel–Bulkley (voir équation 1.54). La valeur de la contrainte seuil est mesurée à $\tau_{\text{ys}} = 7,6 \pm 0,8$ Pa. En utilisant le modèle proposé par l'équation 1.50 à faible fraction liquide, permettant de négliger le terme φ_1 , un préfacteur $K = 2,9 \pm 0,3$ permet de retrouver la valeur de la contrainte mesurée. Ceci est dans la gamme des valeurs publiées [167, 182].

Par contre, en dessous du seuil, un nouveau mode de frottement est caractérisé. Il est illustré sur la figure 1.23 (a) avec les ronds bleus. Les bords de Plateau en contact avec les plots présentent un double mouvement. Pendant un certain temps, ils restent ancrés sur la paroi où ils sont déformés élastiquement par le mouvement de cette paroi, avant de glisser pour revenir à sa position d'équilibre. En effet, si nous regardons la position p_{pb} dans ce mode de frottement, nous voyons qu'il se déplace avec une vitesse moindre que pour le glissement. Ensuite, il fait un saut pour revenir à sa position initiale, avant de recommencer à se déplacer. Dans ce mode, seuls les bords de Plateau sont déformés et il n'existe pas de réarrangement de bulles en volume. Nous parlons alors de régime de collé-glissé (stick-slip en anglais), et la contrainte mesurée pour l'écoulement dans ce mode est présentée sur la figure 1.23 (b) et (c).

Dans le régime de collé-glissé, la contrainte mesurée augmente avec le rapport $R_{\text{bille}}/r_{\text{pb}}$ jusqu'au plateau. De plus, à $R_{\text{bille}}/r_{\text{pb}}$ fixé, une

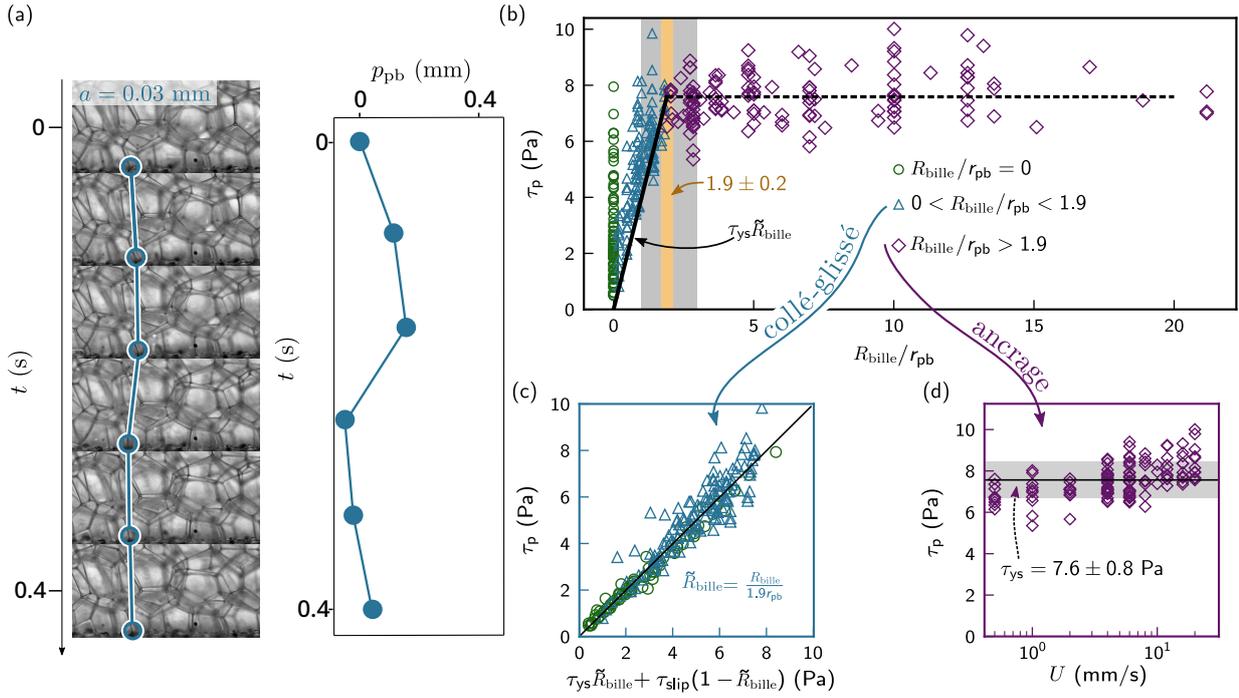


FIGURE 1.23 – (a) Série de photographies caractérisant le régime de collé-glissé. (b) Contrainte τ_p mesurée lors de l'extraction d'une surface rugueuse d'un bain de mousse en fonction du paramètre clé a/r_{pb} . Les ronds verts correspondent aux lames lisses et les triangles bleus aux lames rugueuses en régime de collé-glissé et les losanges violets au régime d'ancrage. La ligne noire représente le minimum de contrainte prédit par le modèle. La ligne en pointillé représente la contrainte seuil moyenne τ_{ys} . La transition entre les deux régimes se fait dans la zone grise par observation des mouvements des bords de Plateau, et en jaune par un ajustement du modèle proposé. (c) Contrainte τ_p en fonction de la prédiction théorique pour les données du régime de glissement (en ronds verts) et de collé-glissé (en triangles bleus). La ligne noire représente l'égalité des contraintes. (d) Contrainte τ_p en fonction de la vitesse d'extraction U de la plaque. La ligne noire représente la valeur moyenne, et la zone grise la moyenne plus ou moins la déviation standard.

augmentation de la contrainte provient d'une augmentation de la vitesse, sans dépasser la contrainte seuil. Un modèle dit de bras de levier existe pour prendre en compte les effets de vitesse. Ce modèle est le raccordement des deux modèles existant pour une dissipation sur surface lisse et une dissipation de volume :

$$\tau_{\text{collé-glissé}} = \tau_{\text{ys}} \tilde{R} + \tau_{\text{lisse}}(1 - \tilde{R}) \quad (1.55)$$

Ici, τ_{ys} est la contrainte seuil de la mousse, τ_{lisse} est la contrainte prédite par l'équation 1.42 pour le frottement sur une lame lisse à une vitesse donnée, et \tilde{R} est le nombre sans dimension qui traduit la transition des modes de frottement. Le principe est le suivant, durant un temps correspondant à celui passé à travers un bord de Plateau $\propto r_{\text{pb}}/U$, la contrainte est celle prédite par τ_{lisse} . alors que durant un temps passé à déformer élastiquement les bords de Plateau $\propto R_{\text{bille}}/U$, la contrainte est τ_{ys} . Nous pouvons voir qu'en absence de rugosité ($\tilde{a} = 0$), nous retrouvons la prédiction τ_{lisse} . Ce modèle permet de comparer les contraintes sur surfaces lisses et sur surfaces rugueuses, comme sur la figure 1.23 (c). Un bon accord entre le modèle et les résultats sur la surface rugueuse est observé. Enfin, à $U = 0$, le modèle donne une prédiction en $\tau_{\text{ys}} \tilde{R}_{\text{bille}}$. Celle-ci est tracée sur la figure 1.23 (b) en trait plein noir. Seuls quelques points proches du plateau de contraintes sont en dessous, ce qui montre que ce modèle permet de prédire la contrainte minimale observable pour une rugosité et une taille r_{pb} données.

1.6 Problématique et perspective de travail

Durant ce chapitre, nous avons discuté, à la fois, de l'origine de la dissipation visqueuse dans certains problèmes d'hydrodynamique, et de l'influence que pouvait avoir la présence de rugosités à l'interface. Nous avons montré que la condition aux limites liquide/solide pouvait avoir des conséquences importantes sur l'écoulement.

Dans le cas d'un liquide simple avançant sur une surface lisse, la présence d'une longueur de glissement dépend surtout du type de fluide utilisé. Pour les polymères (entre autres) cette longueur peut être non négligeable ($\sim \mu\text{m}$), alors que pour les liquides purs, il faut des conditions particulières pour la prendre en compte ($\sim \text{nm}$). Dans ce cas, la source de dissipation provient du volume et a pour origine les phénomènes visqueux.

Cependant, l'utilisation d'une longueur de glissement peut servir lors de l'avancée d'une ligne triple sur une surface. Dans ce cas, le fin film précurseur peut présenter une longueur de glissement pour empêcher la divergence de la dissipation visqueuse à cet endroit. De plus, la présence de plots ajoute une dissipation dominante entre les piliers et le liquide.

Lorsque cette ligne triple reste accrochée, il est possible d'extraire un film d'un bain ou d'un ménisque, le déformant par la même occasion.

Ceci s'applique aussi bien à des objets extraits d'un bain, qu'à des films de liquide avançant sur une paroi lisse. Dans ce cas, le raccordement au ménisque statique diffère et conduit à une dissipation visqueuse différente. Dans ce type de mécanisme, la dissipation provient de la déformation du ménisque et de la présence de texturation qui piège le liquide à l'intérieur. La dissipation à l'intérieur de cette zone doit alors être prise en compte.

Ce mécanisme mène à deux types de surfaces : les SHS et les SLIPS. Si un fluide s'écoule sur l'une de ces surfaces, la condition de non-glissement ne s'applique qu'à la partie solide. Sur la partie fluide (air ou lubrifiant), nous pouvons appliquer une condition de continuité de la contrainte, ce qui induit la réapparition d'une longueur de glissement. Ainsi, pour ce type de surface, le frottement peut être grandement diminué.

Nous avons alors présenté l'effet que peuvent avoir les rugosités sur d'autres types d'écoulements. Si, cette fois, les rugosités ne sont pas remplies par un autre fluide, la réduction de frottement ne se produit plus. Pire encore, ces rugosités peuvent être à l'origine d'ancrage de bulles, billes, gouttes et provoquer une dissipation dans le volume très différente de ce qui se passe en proche paroi.

Dans cette thèse, nous nous intéresserons à la question du frottement de mousses liquides sur des surfaces texturées. Bien que l'étude de Marchand *et al.* apporte une première compréhension du phénomène, nous voulons aller plus loin en utilisant des surfaces à rugosités bien contrôlées, comme pour les SHS et SLIPS, plutôt que des billes. Ceci nous permettra de découpler les différentes longueurs caractéristiques de la rugosité. Dans un premier temps, nous visualiserons des bulles posées sur les plots. Par analogie avec la déformation d'une goutte [66], nous nous attendons à voir un effet de la texturation de surface sur l'empreinte de ces bulles.

Ensuite nous étudierons la dynamique de frottement entre la surface et la mousse liquide. Nous avons vu que ces rugosités peuvent avoir un double effet de réduction ou d'augmentation du frottement, et nous essayerons de les retrouver pour notre système qu'est la mousse.

Enfin, nous étudierons la vidange spontanée d'une mousse dans un capillaire en verre, qui n'est possible que lorsque les aspects de confinement de la mousse ne sont plus négligeables. Nous caractériserons la dynamique d'avancée de la mousse 1D à l'intérieur du tube, et nous retrouverons les mécanismes de dissipation visqueuse du ménisque dynamique présentés dans ce chapitre.

Chapitre 2

Matériaux et méthodes

Afin d'étudier l'influence de la présence d'une rugosité contrôlée à la paroi, deux expériences sont décrites dans ce chapitre, une statique et une dynamique. La première consiste à générer une mousse liquide monodisperse dans un bac aux parois texturées, puis d'observer l'empreinte de la première rangée de bulles en contact avec la paroi. L'expérience dynamique consiste à déplacer un bac de mousse à vitesse constante, grâce à une platine de translation, afin d'y plonger une lame de rugosité contrôlée à une altitude z comme indiqué sur la figure 2.1. Durant ce mouvement, un capteur de force et un microscope à fluorescence nous permettent respectivement une mesure du frottement entre la mousse et la lame rugueuse et une visualisation du mécanisme de frottement. Après un certain temps, le bac de mousse repart pour extraire la lame et le même type de mesure est effectué.

Dans ce chapitre, nous présentons d'abord la génération d'une mousse liquide sèche monodisperse dont les caractéristiques telles que la taille des bulles, la fraction liquide et les rayons de bord de Plateau sont soigneusement contrôlées. Nous continuons avec la création des surfaces texturées, en expliquant le principe de la lithographie optique et sa mise en œuvre pour faire des surfaces aux formes et aux longueurs caractéristiques contrôlées. Enfin, nous détaillons les deux techniques de mesures utilisées lors de l'expérience : le capteur de force qui permet une mesure du frottement entre la mousse et les lames, ainsi que la microscopie à fluorescence pour visualiser le mouvement de la mousse.

2.1 Formation et contrôle de la mousse

2.1.1 Génération de mousse

Cuve

Les mousses sont générées à l'intérieur d'une cuve en plexiglas construite au laboratoire en assemblant plusieurs plaques de plexiglas (Radiopare, 3 mm d'épaisseur) avec une colle époxy (Radiopare). La cuve est semblable

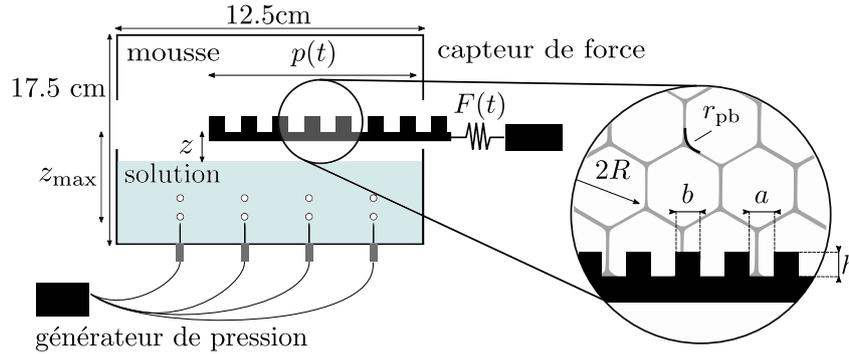


FIGURE 2.1 – Schéma de l'expérience de frottement. De gauche à droite : Générateur de pression qui souffle de l'air à travers un réseau d'aiguilles en dessous d'une boîte dont le fond est rempli de solution savonneuse (90 % d'eau pure avec 10 % de Fairy). Des bulles de rayons contrôlés sont soufflées et montent jusqu'à l'interface eau/air pour générer une mousse liquide monodisperse. Nous y introduisons une lame de verre recouverte ou non d'une texturation en PDMS dont les paramètres h , a , et b sont contrôlés. Celle-ci est plongée à une altitude z qui fixe la taille de bord de Plateau r_{pb} dans la mousse et qui est déterminée par la quantité de solution présente au fond de la cuve. La lame est aussi attachée à un capteur qui mesure la force F exercée par la mousse lors de la pénétration et l'extraction.

à celle développée lors de la thèse de Marchand [169] ; elle fait 6 cm x 12 cm x 17,5 cm et présente une ouverture de 2 cm sur deux faces permettant la pénétration de la lame à une hauteur maximale de $z_{\max} = 12$ cm. La cuve n'est pas fermée en haut afin de pouvoir renouveler la mousse facilement en enlevant l'excédent dépassant de la cuve. Elle sera fermée avant chaque expérience en posant une plaque de verre qui préviendra l'évaporation qui peut fragiliser la mousse.

Solution savonneuse

Nous préparons une solution de savon en diluant un savon commercial (Fairy avec une concentration en tensioactif : 5-15 %) à une concentration de 10 % en poids dans de l'eau déionisé à 18,2 M Ω .cm produite au laboratoire (PureLab Chlorus 1 ELGA, Veolia). Ce mélange permet de générer des mousses stables au cours du temps, notamment en évitant la coalescence, et est largement utilisé [169, 186, 187, 188]. La tension superficielle liquide-vapeur a été mesurée par Manon Marchand grâce à un tensiomètre de Wilhelmy (Kibron EZ-PI+) sur 30 minutes de prise de mesure. Sa valeur est de $\gamma = 24,5 \pm 0,1$ mN/m. La viscosité dynamique est mesurée à $\mu_1 = 1,0 \pm 0,2$ mPa.s à l'aide d'un rhéomètre (Anton Paar MCR 302) en géométrie de *double gap* (Anton Paar DG 26,7). Cette valeur est identique à celle de l'eau.

Nous remplissons la cuve avec un certain volume de cette solution, ce qui fixe la hauteur de pénétration de la lame dans la mousse.

Génération de bulles

Comme nous le verrons plus tard, un paramètre qu'il est nécessaire de contrôler est l'aspect monodisperse de notre mousse, impliquant que les bulles générées doivent être de même rayon. Pour cela, nous utilisons un contrôleur de pression (Elveflow AFI-1600-8317) qui injecte de l'air à travers un réseau de 8 aiguilles (Nordson EFG) reliées par des tubes en plastique. Nous utilisons un long tube qui part du contrôleur pour être relié à une jonction T qui permet d'avoir deux autres tubes en sortie, eux-mêmes divisés en deux par le même principe jusqu'à avoir les 8 arrivées d'air. Nous nous assurons que la longueur des tubes et les matériaux sont les mêmes pour avoir la même pression à l'entrée des aiguilles et dans les bulles générées.

La monodispersité de ces bulles est vérifiée avant chaque session de mesure en les prenant en photo devant un régllet pour mesurer leur rayon à l'aide d'un appareil photo (NIKON D60 avec un objectif 105 mm). Le rayon moyen des bulles est mesuré à l'aide du logiciel ImageJ $R = 660 \pm 40 \mu\text{m}$.

Formation de la mousse

À l'aide de la poussée d'Archimède, les bulles atteignent l'interface eau/air et s'accumulent, créant ainsi une mousse liquide monodisperse. En générant en continu des bulles, la mousse remplit toute l'interface et monte jusqu'à sortir par le haut de la cuve. À ce moment, nous coupons l'arrivée d'air et retirons l'excès de mousse pour ne laisser que celle présente dans la cuve. Une plaque de verre est alors déposée comme couvercle, prévenant des effets d'évaporation pendant le temps de l'expérience. Ajouter à la monodispersité qui prévient des effets de coalescence et à la nature de la solution qui prévient la rupture des films, nous avons une mousse stable sur le temps de l'expérience.

Étant donné que la mousse peut faire jusqu'à 17 cm de hauteur, nous pouvons voir une déformation des bulles avec la hauteur de mousse. En effet, plus nous sommes haut dans la mousse, plus celle-ci apparaît sèche (cf figure 2.2). Ceci est dû au drainage et peut-être cause d'instabilité de la mousse.

Nous allons expliciter le lien entre la fraction liquide et l'altitude z dans la mousse. Nous détaillerons la dynamique et l'état d'équilibre atteint qui nous permet de connaître précisément la taille des bords de Plateau r_{pb} de la mousse dans laquelle nous introduisons la lame.

2.1.2 Dynamique de drainage

En présence de gravité, le liquide présent dans une mousse s'écoule à travers un réseau de canaux (les bords de Plateau) interconnecté par des nœuds (les vertex). Ainsi, la fraction liquide φ_1 n'est plus uniforme : elle est plus grande en bas de la mousse et diminue avec l'altitude z de la mousse. Comme la quantité de gaz reste constante lors de

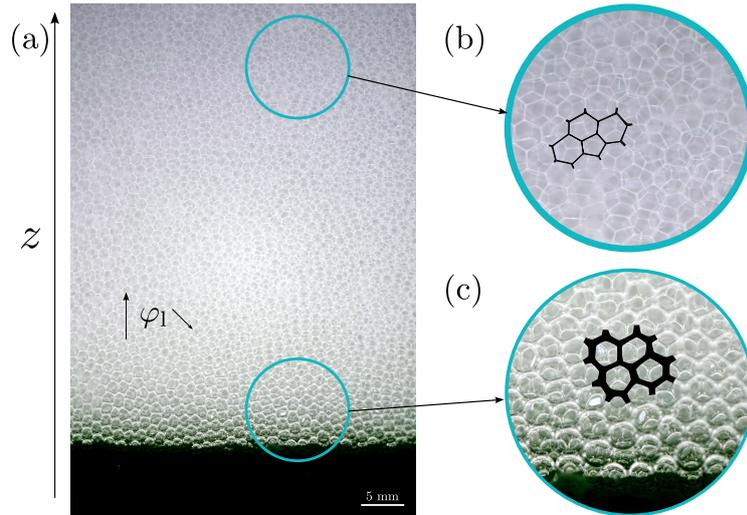


FIGURE 2.2 – (a) Photo de la mousse générée lors de l’expérience. En bas, la solution d’eau savonneuse est constituée d’eau et de Fairy au-dessus de laquelle se trouve la mousse qui apparaît blanche. Nous pouvons voir que sur la première rangée les bulles paraissent sphériques avant de devenir polyhédrales, ce qui est caractéristique d’une mousse sèche. La taille des bords de Plateau visibles varie avec l’altitude, en effet un zoom sur la mousse en haut (b) montre certains bords de Plateau (en noir) bien plus fins que ceux du zoom sur le bas de la mousse (c). Ceci traduit l’effet du drainage gravitaire : une réduction de fraction liquide avec la hauteur z de la mousse.

cet écoulement, les bulles se facettent, augmentant ainsi la surface de l’interface liquide/gaz. La mousse va alors aspirer du liquide depuis la solution moussante afin de rendre les bulles à nouveau sphériques. Lors de cette compétition, le mouvement du fluide peut générer différents mécanismes de dissipation visqueuse et mener à plusieurs dynamiques de drainage, jusqu’à atteindre un équilibre stationnaire.

Puisque ce mécanisme renforce le vieillissement de la mousse, de nombreuses études ont été menées pour mieux le comprendre [189, 190, 191]. Nous décrirons ici deux modèles de dynamique établis pour les mousses sèches et leurs limites. Ceci nous permettra de savoir quand le régime stationnaire est atteint, car dans ce cas, le profil de fraction liquide φ_1 en fonction de z peut être résolu analytiquement.

Écoulement dans des milieux poreux

Comme les films de savon contiennent très peu de liquide comparé à la quantité totale, il est possible de modéliser le drainage comme un écoulement de liquide à travers un réseau de canaux (bords de Plateau) relié par de nœuds (vertex). Ainsi la porosité d’un matériau joue le même rôle que la fraction liquide d’une mousse, justifiant l’analogie avec les milieux poreux. Un modèle simple consiste à regarder l’écoulement du fluide dans un canal cylindrique quasi infini. En considérant un écoulement laminaire unidirectionnel, l’écoulement est gouverné par un équilibre entre les forces de pressions (motrices et de pesanteur) d’une part et la dissipation visqueuse qui freine l’écoulement de l’autre. Ceci

conduit à une loi de Poiseuille.

En moyennant la vitesse et la pression sur un volume mésoscopique, les travaux de Darcy [192] montrent que la proportionnalité reste vraie pour un milieu poreux, la loi de Darcy devient :

$$u_m \vec{e} = -\frac{\alpha}{\eta} \left(\vec{\nabla} \cdot p - \rho_l \vec{g} \right), \quad (2.1)$$

où u_m est la vitesse moyenne de l'écoulement sur l'ensemble du milieu suivant la direction \vec{e} , α la perméabilité du milieu, η la viscosité du liquide, p les forces de pressions mis en jeu, et \vec{g} le champ de pesanteur terrestre.

L'extension à la mousse réside dans l'expression du coefficient de perméabilité α et plusieurs modèles donnent des expressions de ce paramètre [193, 194]. Le but est d'avoir une expression qui rend compte des caractéristiques de la mousse.

Application à la mousse

La mousse liquide peut être vue comme un milieu poreux où les bulles jouent un rôle similaire aux grains d'un milieu poreux solide, et le liquide constitue la phase interstitielle. Cependant, plusieurs différences majeures existent qu'il est nécessaire de rappeler :

- La structure du réseau liquide est dictée par les lois prédites par Plateau [195] et confirmées plus d'un siècle après [196], reliant le rayon de courbure des bords de Plateau r_{pb} à sa longueur l_{pb} et à la fraction liquide φ_l .
- Les interfaces fluides permettent à la mousse de se dilater ou se rétracter, la loi de Laplace permet de relier la pression p qui cause cette dilatation au rayon de courbure r_{pb} : $p \approx P_{atm} - \gamma/r_{pb}$
- La présence de tensioactifs sur les interfaces eau/air peuvent changer les comportements rhéologiques des interfaces. Là où pour un milieu poreux solide une condition de non-glissement aux parois est toujours applicable, ici il faut prendre en compte le rapport entre la viscosité interfaciale $\eta_{interface}$ et la viscosité η . Ceci est caractérisé par le nombre de Boussinesq $Bo = \frac{\eta_{interface}}{\eta r}$ avec r l'épaisseur caractéristique dans la direction transversale à l'écoulement, dans notre cas $r = r_{pb}$.

Modélisation

Dans le cas d'une mousse sèche ($\varphi_l < 2\%$) il est possible de trouver une expression à la perméabilité α avec deux cas limites : l'écoulement est gouverné par les bords de Plateau — le modèle des *canaux* [193] — ou par les nœuds — le modèle des *vertex* [194]. Dans la réalité la plupart des interfaces ont un comportement intermédiaire, les limites de l'utilisation de ces modèles sont montrés par Lorenceau *et al* [197]. En combinant l'équation de conservation avec la loi de Darcy, pour laquelle nous avons maintenant une expression de α , il est possible d'aboutir à une équation décrivant l'évolution de la fraction liquide avec le temps et l'espace.

Si $Bo \gg 1$ l'interface est dite *rigide* et l'écoulement dans un bord de Plateau est caractérisé par une loi de Poiseuille. L'ensemble de la dissipation s'y trouve nous permettant d'appliquer le modèle des *canaux* [193]. Nous nous retrouvons dans un cas semblable au modèle du milieu poreux solide.

$$\frac{\partial \tilde{\varphi}_1}{\partial \tilde{t}} = \frac{\partial}{\partial \tilde{z}} \left(\tilde{\varphi}_1^2 + \frac{\sqrt{\tilde{\varphi}_1}}{2} \frac{\partial \tilde{\varphi}_1}{\partial \tilde{z}} \right). \quad (2.2)$$

Dans cette équation $\tilde{z} = z/l_c$, le temps est adimensionné par $t^* = \frac{3\eta}{sK_c\sqrt{\gamma\rho_l g}}$ et la fraction liquide par $\varphi_1^* = l_c^2/(R\delta_b)^2$. l_c est la longueur capillaire, $s = \sqrt{3} - \pi/2$ un facteur numérique reliant la section d'un bord de Plateau à son rayon de courbure, K_c un paramètre sans dimension variant avec Bo et valant 0,02 pour des nombres de Boussinesq infiniment grand [189], R le rayon d'une bulle sphérique de même volume que celles dans la mousse déformée, et $\delta_b = 1,74$ un paramètre géométrique.

À l'inverse, si les $Bo \ll 1$ l'écoulement dans les canaux est celui d'un profil bouchon. La dissipation est dominée par les nœuds et le modèle des *vertex* de [194] permet d'écrire :

$$\frac{\partial \tilde{\varphi}_1}{\partial \tilde{t}} = \frac{\partial}{\partial \tilde{z}} \left(\tilde{\varphi}_1^{3/2} + \frac{1}{2} \frac{\partial \tilde{\varphi}_1}{\partial \tilde{z}} \right). \quad (2.3)$$

Ces équations 2.2 et 2.3 sont résolues sur la figure 2.3 par François Boulogne pour une mousse de 12 cm de hauteur et un rayon de bulles $R = 0,7$ mm. Le profil de fraction liquide y est tracé pour différents temps et passent d'une fraction liquide uniforme proche de φ_c à une solution stationnaire.

Dans les deux modèles, le drainage met un temps inférieur à trois minutes pour atteindre le régime stationnaire. Comme ils représentent les deux cas extrêmes, nous serons aussi dans ce régime après trois minutes. Le temps nécessaire pour produire la mousse à l'intérieur de la boîte étant plus grand, nous travaillerons toujours avec une mousse dont le profil de fraction liquide est dicté par l'équation 2.10.

Nous allons ici détailler la solution stationnaire obtenue analytiquement. En partant de l'équation dans le cas incompressible et en la développant, nous obtenons :

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial t} + \text{div}(\varphi_1 \vec{u}) = 0. \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial t} + \overrightarrow{\text{grad}}(\varphi_1) \cdot \vec{u} + \varphi_1 \text{div}(\vec{u}) = 0. \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial t} = 0. \quad (2.6)$$

En utilisant l'hypothèse stationnaire (équation 2.6) et celle de d'incompressibilité du liquide (qui se traduit par $\text{div}(\vec{u}) = 0$) nous pouvons écrire dans

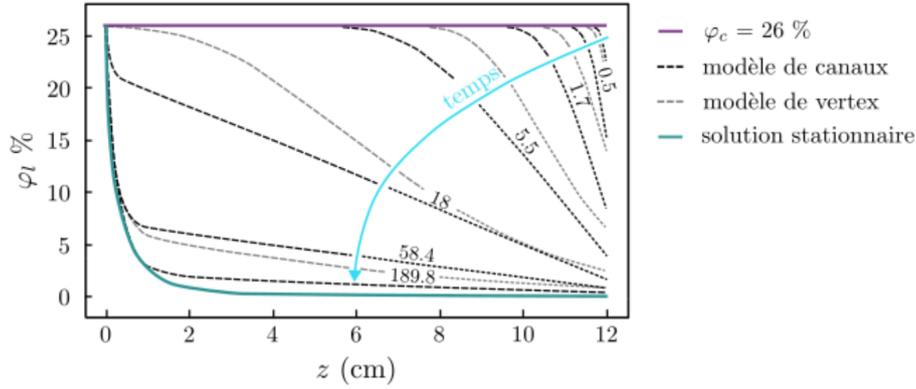


FIGURE 2.3 – Résolution numérique des équations 2.2 et 2.3 réalisée par François Boulogne. Fraction liquide φ_1 en fonction de la distance à l'interface liquide/mousse z . La ligne violette horizontale est l'état de fraction liquide initiale de la mousse, choisie uniforme et égale à 26 %. Au niveau du contact entre la mousse et le liquide, pour $z = 0$, la fraction liquide reste égale à 26 %. La ligne verte est l'équation analytique 2.9. Les lignes noires en pointillées sont la solution numérique de l'équation 2.2 du modèle des canaux pour différents temps t . Les lignes grises en pointillée sont la solution de l'équation 2.3 du modèle des vertex. Le temps, indiqué en secondes sur la figure, s'écoule de haut en bas au fur et à mesure que les deux équations tendent vers la solution analytique.

notre cas à une dimension :

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial z} u_z = 0. \quad (2.7)$$

Comme nous cherchons une solution où il existe un gradient de fraction liquide avec l'axe z alors nous avons comme seule solution $u_z = 0$. En réécrivant l'équation 2.1 suivant l'axe z nous obtenons :

$$\frac{\alpha(\varphi_1)}{\eta} \left[\frac{\gamma}{\delta R_v} \frac{\partial \varphi_1^{-1/2}}{\partial z} - \rho g \right] = 0. \quad (2.8)$$

Nous avons un produit de deux termes dont le premier ne peut être nul, car il s'agit d'un terme modélisant la perméabilité du milieu. Si nous utilisons le même adimensionnement que précédemment, l'équation 2.8 devient

$$\frac{\partial \tilde{\varphi}_1^{-1/2}}{\partial \tilde{z}} = 1. \quad (2.9)$$

Par intégration avec la condition aux limites suivante : $\tilde{\varphi}_1(\tilde{z} = 0) = \tilde{\varphi}_c$. Avec $\tilde{\varphi}_c$, le ratio entre la densité de l'empilement de sphère compacte $\varphi_c \approx 0,26$ et φ^* , nous obtenons une expression analytique du profil de fraction liquide avec l'altitude z .

$$\frac{\varphi_1}{\varphi_1^*} = \frac{1}{\left(\frac{z}{l_c} + \sqrt{\frac{\varphi_1^*}{\varphi_c}} \right)^2}; \quad (2.10)$$

Lors de nos expériences, nous introduisons les lames horizontalement à l'intérieur de la mousse, ce qui nous permet de travailler à une altitude z fixe comprise entre 1,1 cm et 12 cm. Ceci correspond à une gamme de fraction liquide φ_1 comprise entre 2,1 % et 0,033 % justifiant l'hypothèse d'une mousse sèche pour laquelle [194] :

$$r_{\text{pb}} = R \sqrt{\frac{\varphi_1}{0,33}}. \quad (2.11)$$

Comme nous travaillons avec une mousse monodisperse, à chaque z correspond une taille de bord de Plateau r_{pb} bien contrôlée, qui ne dépend que de la quantité de solution initialement placée dans la boîte.

Dans la prochaine section, nous allons discuter de la fabrication des lames que nous allons faire pénétrer dans la mousse.

2.2 Micro fabrication de surfaces texturées

Dans cette section, nous allons expliciter le processus de micro fabrication de surfaces texturées macroscopique en élastomère.

2.2.1 Description globale du procédé

Lors d'une précédente étude [169] un paramètre important concernant le frottement des mousses a été mis en évidence : a/r_{pb} . Comme vu dans le paragraphe ci-dessus, nous pouvons sélectionner de manière précise le rayon des bords de Plateau. À présent, nous voudrions contrôler les tailles caractéristiques de la surface texturée (longueur, largeur, hauteur, espacement) afin de voir leur impact sur les mécanismes de frottement. Pour cela, nous avons choisi de créer un moule de nos surfaces à l'aide d'une résine photosensible : les SU8 (2010, 2025, 2100 Kayaku Advanced Material). Cette résine nous permet d'explorer une grande gamme de hauteur (10 μm - 200 μm) et d'avoir de grands rapports d'aspect [198]. Une fois ces moules réalisés par lithographie optique, nous coulerons un polymère, le polydiméthylsiloxane (PDMS Silgard 184), pour avoir une surface que nous viendrons coller sur une lame de microscope en verre (Ted Pella). Ainsi, pour réaliser *in fine* une surface de plot, nous réalisons un moule ayant des cavités carrées.

2.2.2 Protocole de fabrication

Afin de créer des surfaces texturées, nous commençons par réaliser un moule en résine SU8 (Kayaku Advanced Material) par une technique de lithographie optique. Dans ce paragraphe, nous détaillons les étapes clés de la microfabrication (figure 2.4) en ajoutant les difficultés expérimentales rencontrées.

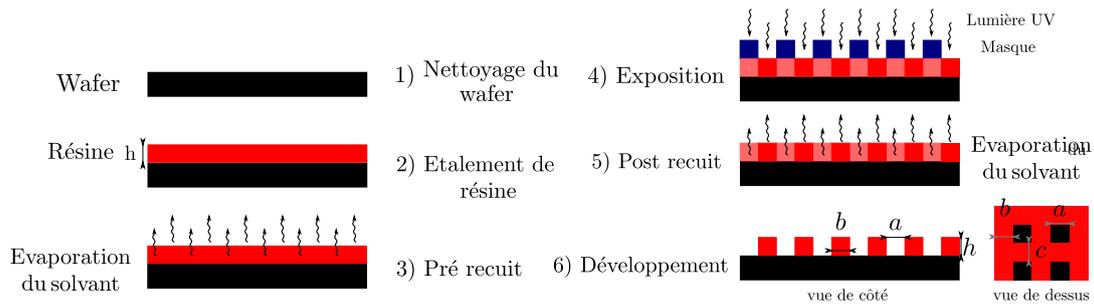


FIGURE 2.4 – Processus de fabrication du moule des surfaces texturées.

Préparation du wafer

Afin d'avoir un moule de 12 cm de long par 5 cm de large, il nous faut des *wafers* en silicium de 6 pouces (Ted Pella). Avant chaque préparation de surface, nous les nettoyons en salle blanche avec un bain d'acétone, puis nous les rinçons à l'isopropanol afin d'enlever les traces d'acétone qui peuvent persister et détruire la résine. Le tout est séché avec de l'azote sous pression pour faire évaporer le reste de solvant. Nous mettons les wafers sur une plaque chauffante à 110 °C pendant 5 minutes pour finir l'évaporation d'eau et de solvant, le temps de préparer la deuxième étape.

Dépôt de résine : contrôle de la hauteur

Une fois le *wafer* propre, nous le déposons sur le *spin-coater* (SUSS MicroTec) afin d'y étaler la résine. La technique consiste à faire tourner un plateau à haute vitesse en assurant le contact avec le substrat grâce à un vide partiel. La résine déposée est entraînée et la hauteur restante dépend à la fois de la vitesse de rotation et du temps de rotation. Plusieurs problèmes sont rencontrés lors de cette étape, le premier étant l'étalement sur tout le substrat. Si nous déposons de la résine au centre du *wafer* et lançons le *spin-coater* sans tout recouvrir, il en résulte un étalement radial non uniforme. Lorsque la résine part du centre et arrive au bord du *wafer*, cela crée un chemin privilégié suivi par le reste de la résine. Il est donc nécessaire d'étaler la résine sur l'ensemble du substrat pour avoir au final un dépôt uniforme. De plus, il faut éviter la formation de bulles dans la résine lors du dépôt initial qui resteront.

Le *spin-coater* génère une sur-épaisseur de dépôt sur les bords du substrat, ceci ne présente pas de problème, car le motif sera fait assez loin des bords. Les vitesses et temps de rotation sont présentés dans le tableau 2.1.

Pré-recuit

Une fois le dépôt fait, nous plaçons le *wafer* sur une plaque chauffante à 95 °C. Le temps de recuit dépend du type de résine ainsi que de la hauteur h comme indiqué par le constructeur et reporté dans le tableau 2.1. Cette étape permet l'évaporation de solvant présent au sein de la résine et permet une solidification de cette dernière.

Exposition à la lumière UV

Une fois recuite, nous mettons le substrat dans l'enceinte d'une machine de lithographie optique (MicroWriter ML 3s par Durham Magneto Optics Ltd). Le principe de la lithographie consiste à illuminer de manière précise certaines parties de la résine, les polymérisant et les rendant insolubles avec le solvant (appelé le développeur) utilisé dans l'étape 6) figure 2.4. Un masque est placé entre la lampe UV et la résine ne laissant passer la lumière que sur les parties que l'on veut garder. Classiquement, le masque est créé industriellement et recouvre l'entièreté du substrat, permettant l'insolation de toute la surface en une fois.

La machine Microwritter fonctionne différemment, l'exposition à la lampe UV se fait sur surface carrée beaucoup plus petite que celle du substrat. Il faut donc déplacer le substrat et répéter l'insolation un grand nombre de fois pour illuminer nos surfaces (12cm x 5cm). Le déplacement et le raccord des zones déjà illuminées est géré automatiquement par la machine. De plus, le masque n'est plus posé au-dessus de l'échantillon mais est généré par la machine, pour cela il suffit de le dessiner sur un logiciel adapté (CleWin5). Seules certaines longueurs d'onde permettent la polymérisation, comme notre lampe n'émet pas précisément dans la bonne longueur d'onde, il est nécessaire d'augmenter l'énergie d'insolation (voir tableau 2.1).

Cette technique permet d'éviter l'usinage de nombreux masques au préalable mais rend le temps d'insolation très grand pour nos surfaces, environ 50 h contre quelques minutes maximum pour la micro fabrication classique. De plus, comme le masque est généré par la machine, il faut faire un réglage de la mise au point pour qu'il apparaisse net sur la résine, ce qui permet que les démarcations entre les parties avec et sans le masque soient nettes. Faire un autofocus à chaque pas élémentaire de l'insolation augmente le temps de 50 h à parfois plus de 100 h. De plus, s'il n'est pas trouvé, la machine s'arrête et demande une confirmation à l'utilisateur du *focus* choisi, bloquant le processus longtemps. Pour remédier à ce problème, nous faisons trois points de mise au point avant de lancer l'expérience afin de pallier un défaut de planéité du substrat posé dans la machine. Pour que cela fonctionne bien, il faut un dépôt de résine assez uniforme pour ne pas être trop en dehors du *focus*. Le temps d'insolation est un paramètre important dans la limitation de la fabrication de ces surfaces.

Post-recuit

Après avoir insolé notre résine, nous plaçons le *wafer* sur une plaque chauffante à 95 °C en accord avec les recommandations du fabricant (voir tableau 2.1). Si nous dépassons le temps indiqué, des craquelures qui rendent la dernière étape moins efficace apparaissent sur la résine. Si l'exposition aux UV s'est bien passée, le motif apparaît lors de cette étape.

Développement

Maintenant qu'une partie de la résine a été polymérisée et que le reste de solvant a disparu, il faut plonger le substrat dans un solvant appelé

2.2. MICRO FABRICATION DE SURFACES TEXTURÉES

Su8	h	$a = b = c$	V_r	T_r	$T_{\text{pre-cuit}}$	Exposition	$T_{\text{post-cuit}}$	T_{Dvp}
2010	10	60	2200	60	1,5	3500	4	4
2025	30	30	2000	60	5	2200	5	5
	30	60	2000	60	5	3000	5	4
	60	60	1500	30	7	1600	7	7
	100	100	1000	20	9	2500	7	7
2050	130	130	1100	30	25	2200	10	15
2100	80	60	2200	60	30	2200	20	15
	160	160	1500	30	30	2200	12	15
	200	200	1500	30	40	2200	30	20
	μm	μm	tpm	s	min	mJ/cm^2	min	min

TABLEAU 2.1 – Récapitulatif des différentes surfaces texturées faites par micro fabrication. Les différentes hauteurs h de résine enduites sont récapitulées. Les différentes longueurs du réseau a , b , c restent égales entre elles mais peuvent différer de la hauteur h . Nous précisons les vitesses de rotation V_r (en tours par minute) et le temps de rotation T_r (en secondes) nécessaires pour atteindre la hauteur h désirée. Chaque surface couverte de résine doit être mise à chauffer à 95 °C avant et après l'exposition à l'UV pendant les temps $T_{\text{pre-cuit}}$ et $T_{\text{post-cuit}}$ respectivement. Durant l'exposition, il est nécessaire d'insoler avec une énergie par unité de surface (en mJ/cm^2) afin de solidifier la résine. Enfin pour enlever les parties de résines non insolées il faut plonger la surface dans le développeur durant un temps T_{Dvp} (en minutes) qui dépend de la hauteur h .

développeur (MiroChem). La résine non polymérisée devrait alors se dissoudre dans le solvant, ne laissant que les parties exposées sur le substrat. Le temps de développement dépend à la fois du type de résine et de la hauteur h choisie. Un sous-développement conduit à un reste de résine sur les parties non illuminées. Comme toute la préparation se fait dans une salle protégée des lumières UV extérieures, il est possible de faire le développement en plusieurs fois et de vérifier au microscope optique s'il reste ou non de la résine.

Pour la résine de SU8 2010 à faible hauteur ($h = 10 \mu\text{m}$) il arrive qu'un surdéveloppement provoque un détachement de l'ensemble de la résine, sans doute car le solvant arrive sur le *wafer* et attaque le fond de la résine illuminée.

Une fois toutes ces étapes faites, nous avons une résine solide sur le *wafer* dont nous pouvons vérifier la forme du motif demandé.

2.2.3 Fabrication de surfaces en PDMS

Lors de l'expérience, nous voulons introduire une surface couverte de plots dans une mousse liquide. Plusieurs solutions s'offrent à nous. Soit nous faisons des plots en résine que nous introduisons dans la mousse, soit nous faisons des trous dans la résine pour s'en servir de moule. Plusieurs problèmes viennent de la première option : enlever la résine

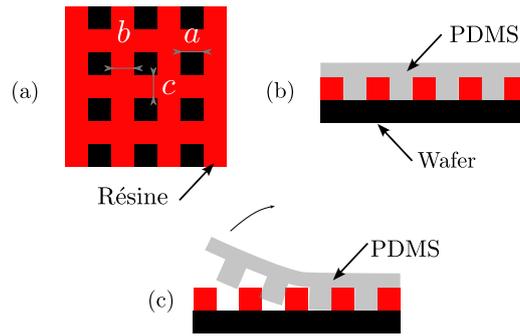


FIGURE 2.5 – (a) Schéma vu du dessus de la résine après développement. En rouge, la résine présente des trous carrés qui dévoilent le *wafer* dessous en noir. Ces trous sont faits dans un réseau carré afin de n’avoir qu’une longueur caractéristique du problème. (b) Schéma vu de côté du *wafer* en noir avec la résine dessus en rouge. Les trous sont remplis du polymère liquide versé dessus et l’excédant crée une couche de moins d’un millimètre qui relie toutes les texturations. (c) Une fois que le polymère a réticulé, nous effectuons un pelage de cet élastomère avant de le coller sur une plaque de verre.

du *wafer* pour la coller sur une lame est difficile ; couper le *wafer* avec la résine dessus pour la coller sur une lame est tout aussi difficile. Il est plus simple de faire couler un liquide qui viendra se solidifier au cours du temps. Une fois solide, il suffit de tirer dessus pour la détacher de la résine et du *wafer* avant de la coller sur une lame de verre. Dans cette partie nous allons détailler la méthode de création des surfaces texturées et le collage sur les lames.

Pour ce faire, nous avons choisi le PDMS qui est liquide au moment de le couler sur la résine et qui se solidifie en plusieurs jours à température ambiante. Une première surface intéressante à faire est celle où $h = 0$, pour cela nous avons fait réticuler du PDMS sur une lame de microscope (Ted Pella). Nous l’avons alors introduite dans la mousse afin de vérifier que ce polymère n’est pas assez hydrophobe pour éclater les bulles. Une fois passé au générateur plasma (Kreisler) aucune différence entre le verre et la nouvelle surface lisse n’est constatée. Une fois que cela est vérifié, nous pouvons l’utiliser pour nos surfaces texturées.

Le PDMS utilisé est vendu de commercialement et il est constitué de deux phases : la base et l’agent de réticulation que l’on mélangera dans un rapport de 10 :1 dans un gobelet en plastique propre à l’aide d’une spatule. Il est important de bien mélanger les deux composants pour éviter toute hétérogénéité dans le PDMS. Cependant, en mélangeant manuellement avec une spatule, des bulles d’air peuvent s’y former. Pour les évacuer, nous plaçons le gobelet dans un dessiccateur relié à une pompe à vide. Le dispositif est mis sous vide pendant environ 30 minutes pour retirer la plupart des bulles d’air, certaines peuvent rester à l’interface et sont éclatées manuellement. Nous versons le PDMS dans les moules préparés (cf figure 2.5). Après une répartition uniforme sur le *wafer*, le tout est mis à cuire dans un four à 60 °C pendant environ 24h

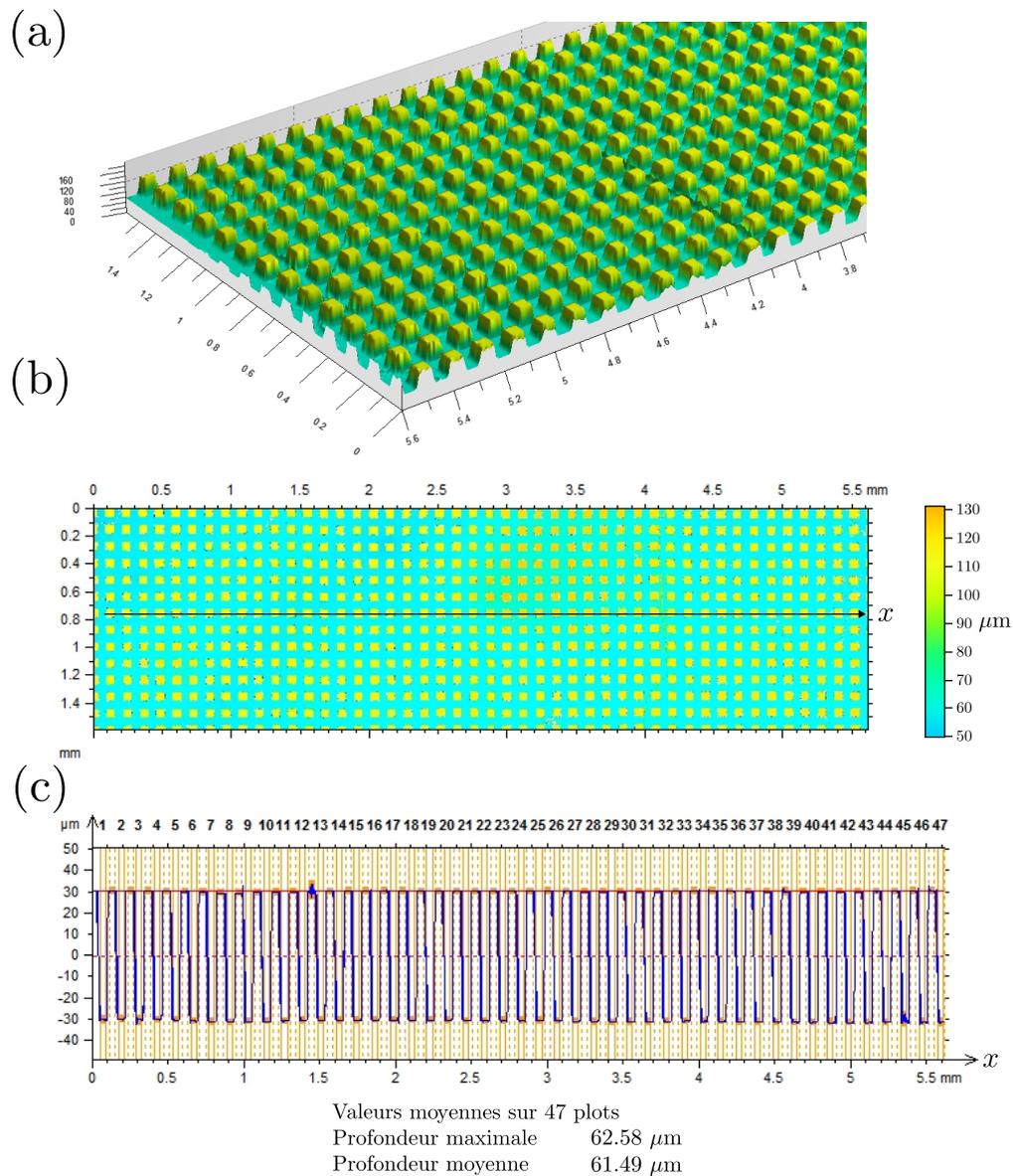


FIGURE 2.6 – (a) Vue 3D de la surface mesurée de 60 μm . (b) Cartographie 2S de la hauteur d'une partie de la lame de hauteur $h = 60 \mu\text{m}$. Le fond apparaît en bleu ciel (60 μm) et les plots en PDMS sont en jaune (120 μm). (c) Tracé de la hauteur suivant l'axe x présent sur la figure 2.6 (b). Nous mesurons la différence de hauteur entre le fond et le haut des plots pour 47 d'entre eux. La hauteur (ou profondeur) moyenne est de 61,49 μm avec un maximum à 62,58 μm .

pour permettre la réticulation. Une fois solide, il suffit de démouler le PDMS du moule en Su8 en faisant un pelage. L'épaisseur de la sous-couche joue beaucoup sur la facilité à retirer le tout sans que cela casse. Bien que cela ne soit pas parfaitement contrôlé, cette épaisseur est comprise entre 200 microns et 1 mm. Par ailleurs, aucune trace de PDMS n'a été trouvée au fond des trous une fois arraché, ce qui justifie que nous ayons le motif inverse de celui de la résine. Il suffit alors de déposer sur la lame en verre découpée au préalable. Cela suffit à assurer le collage entre les deux. L'excès de PDMS sera enlevé en découpant au scalpel les contours de la lame.

Afin de vérifier la qualité des surfaces générées, nous allons regarder directement les plots en PDMS.

2.2.4 Analyse des texturations

Lors de nos expériences, le motif reste le même : un réseau carré de plots carrés, représenté en figure 2.5 (a) en vue de dessus. Ceci est le motif le plus simple qui ressemble aux billes étudiées précédemment [169] car une seule taille caractéristique entre en jeu. Ainsi deux types de lames sont faits : celles où la hauteur $h = a = b = c$ pour avoir des rugosités cubiques et celles où $h \neq a = b = c = 60 \mu\text{m}$.

L'ensemble des grandes surfaces (12 cm par 5 cm) sont répertoriées dans le tableau 2.1.

Afin de vérifier la réussite de création des surfaces, nous utilisons un profilomètre optique (Ametek Taylor hobson CCI HD). Grâce à cela, nous obtenons typiquement le profil de hauteur d'une partie de la surface. Une vue en 3 dimensions (figure 2.6) est aussi disponible. Grâce à cela, nous vérifions rapidement la reproductibilité du motif sur une assez grande surface.

En plus de bien mesurer la hauteur h des plots, nous pouvons mesurer la longueur, la largeur et l'espacement a , b , c . L'ensemble de ces mesures est reporté dans le tableau 2.1.

2.3 Mise en place de l'expérience

Après avoir discuté de la génération de la mousse et des surfaces, nous décrivons maintenant nos deux mesures expérimentales : celles de force, et la visualisation. La mousse remplit la cuve de sorte que la lame puisse rentrer par le côté à une altitude z choisie, pour fixer r_{pb} . La lame est attachée à un capteur de force et c'est la cuve qui se déplace sur une platine de translation (Thorlabs LTS300/M). Nous réaliserons des observations grâce à un microscope à fluorescence construit au laboratoire.

2.3.1 Mesure de contraintes

Présentation du capteur de force

Le capteur de force a été construit au sein du laboratoire lors de la thèse de Céline Cohen [199] et a déjà été décrit lors de la thèse de Manon Marchand [169] et est similaire à celui décrit par Restagno *et al.* [200].

Ce type de capteur présente l'intérêt de mesurer des forces dans la direction horizontale avec une sensibilité, de l'ordre du mN, difficilement trouvable dans le commerce. Une surface rugueuse est attachée à une extrémité du capteur à l'aide d'une vis (figure 2.7 (b)). Lors de la pénétration dans la mousse (ou l'extraction) la lame est poussée (ou tirée) dans le sens horizontal. Les lames de cuivre-béryllium (Weber Métaux) faisant office de ressorts permettent un déplacement (figure 2.7 (a)). Il est alors mesuré par le capteur capacitif (Fogale Nanotech CS200) qui nous renvoie une tension au cours du temps. Le choix du type de lame joue à la fois sur les gammes de forces mesurables et sur la précision de la mesure. Ceci est détaillé dans la thèse de Manon Marchand [169]. Elles n'ont pas été modifiées par rapport à celles décrites mais simplement recalibrées (figure 2.7 (c)). Cette calibration est faite en ajoutant des masses dans une nacelle reliée au capteur par un système de poulie. La nacelle est attachée par du fil en nylon et repose sur un cylindre de téflon maintenu horizontalement. Nous supposons alors que la force exercée est directement le poids de la nacelle et nous mesurons la tension U . Nous explorons une gamme entre 0 et 100 mN ce qui correspond à des contraintes entre 0 et 16 Pa pour nos expériences. Cette gamme reste linéaire et couvre largement ce que nous mesurerons plus tard.

L'ensemble de nos mesures de force se font sur une table antivibration qui limite le bruit à 0,1 mN en statique. Si une vibration extérieure existe et n'est pas amortie par la table (porte qui claque, personne qui marche à proximité) nous vérifions que cela n'a pas d'impact sur les contraintes mesurées.

Données brutes de force

Grâce à un logiciel LabVIEW écrit par Jérémie Sanchez, du service d'instrumentation du laboratoire, nous contrôlons la platine de translation de la cuve de mousse. Nous enregistrons simultanément la position de la platine, la tension du capteur de force ainsi que des images de caméra. Lors d'une expérience, nous relevons toutes les 0,05 s la tension donnée par le capteur figure 2.8. Le bac de mousse se met en mouvement jusqu'à atteindre la vitesse demandée avant d'entrer en contact avec la surface. Aucune force n'est alors appliquée dessus et la tension reste constante (mais bruitée). Commence alors la pénétration de la lame dans la mousse : au fur et à mesure, de plus en plus de surface est en contact avec la mousse, ce qui augmente la force et la tension (voir figure 2.8 (a)). Arrivant en bout de lame, nous arrêtons le déplacement pendant 15 s. Pendant ce temps le système peut relaxer, ce qui explique la diminution de la tension vers un plateau figure 2.8 (a). Le temps de relaxation a été discuté lors d'anciennes expériences [169] et est le

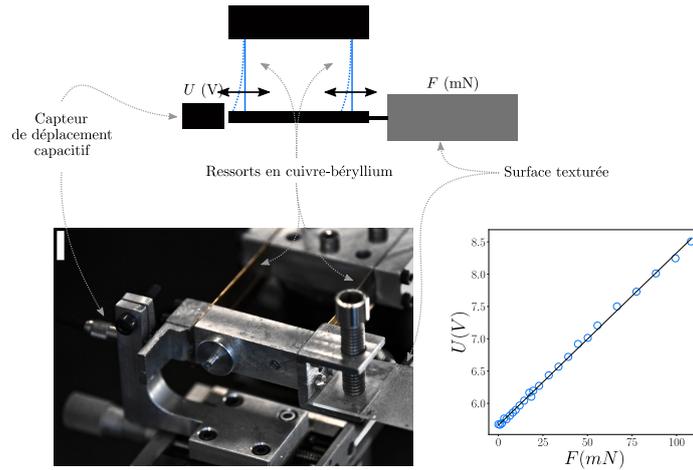


FIGURE 2.7 – (a) Schéma du capteur provenant de la thèse de Manon Marchand [169] vu du haut. La lame est attachée à des ressorts en cuivre-béryllium permettant un déplacement horizontal. Celui-ci est mesuré grâce au capteur de placement capacitif. La mesure de tension qui en résulte est directement envoyé sur une carte d’acquisition et est sauvegardée sur un ordinateur. (b) Photographie du capteur de force (Nikon D7200, avec un objectif Nikon 200 mm). La barre d’échelle présente en haut à gauche en blanc vaut 1 cm. (b) Calibration du capteur : tension U mesurée en fonction de la force F appliquée.

même pour les nôtres. Il assure une tension constante, signe d’un état du système reproductible entre les expériences avant la dernière phase. La mousse retourne à sa position initiale à vitesse constante, ce qui permet l’extraction de la lame. Dans ce cas, la force s’applique dans l’autre sens et retient la surface texturée, caractéristique de la diminution de la tension (voir figure 2.8 (a)), partie extraction.

Une fois que nous avons compris ces différents régimes, il est aussi possible de tracer la tension (ou la force) en fonction de la position de la cuve figure 2.8 (b). Nous retrouvons bien les régimes de pénétration et d’extraction mais la relaxation, qui se passe à position constante, n’est plus visible, figure 2.8 (b) encadré de 15 s.

Mesure de contrainte

Au vu d’anciennes expériences [114] nous nous attendons à avoir une contrainte constante lors des expériences :

$$\tau = \frac{1}{2w} \frac{dF}{dp}, \quad (2.12)$$

où τ est la contrainte et w la largeur de la lame constante. Si la contrainte est constante, alors la force F doit être linéaire avec la pénétration (ou l’extraction). Pour vérifier cela et faire la mesure de contrainte, seules les données entre les points rouges sont analysés. À l’aide de l’algorithme RANSAC [201] nous faisons une régression linéaire de ses données. En grande majorité, nous trouvons bien une relation linéaire, si ce n’est pas le cas nous ne gardons pas les résultats de l’expérience.

Comme la mousse frotte sur les deux côtés des lames, τ est en réalité

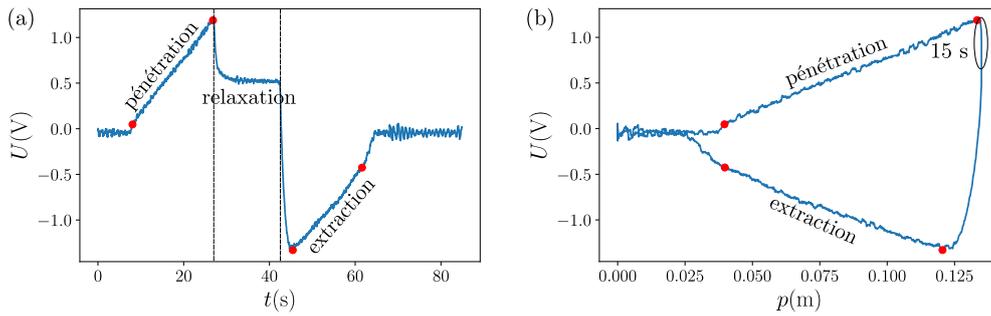


FIGURE 2.8 – (a) Évolution de la tension mesurée par le capteur en fonction du temps lors d’une expérience. La lame présente des rugosités cubiques présentant une longueur caractéristique $a = 100 \mu\text{m}$ plongée dans une mousse taille de bulles $R = 660 \mu\text{m}$ et de fraction liquide $\varphi_1 = 0,12 \%$. La lame pénètre dans la mousse à vitesse constante $V = 5 \text{ mm/s}$ lors de la première partie de la pénétration, se traduisant par l’augmentation de la tension. S’ensuit une période de 15 s de relaxation où la mousse est à l’arrêt avant de se retirer lors de la période d’extraction. Ceci se fait à la même vitesse que lors de la pénétration et la tension diminue. (b) Évolution de la tension en fonction de la position de la cuve de mousse. Nous retrouvons les deux régimes de pénétration et d’extraction. En revanche, la relaxation se passant à position constante, cette période se retrouve dans le cercle noir de 15 s. Enfin, les points rouges représentent les bornes pour la mesure de contrainte dans deux régimes.

la moyenne des contraintes de chaque côté. Comme nous ne collons les surfaces texturées que sur un côté il est nécessaire de connaître la contrainte exercée par le verre. Celle-ci est mesurée en faisant l’expérience avec une lame de verre sans texturations. Dans ce cas, nous avons une mesure expérimentale

$$\tau_{\text{verre}} = \tau \quad (2.13)$$

qui est comparée et identique à la prédiction τ_{lisse} (voir équation 4.1.1). L’accord entre l’expérience et la prédiction nous permet d’avoir la contrainte entre la mousse et la surface texturée :

$$\tau_{\text{p/e}} = 2\tau - \tau_{\text{lisse}}. \quad (2.14)$$

Nous noterons $\tau_{\text{p/e}}$ la contrainte, lors de l’extraction et la pénétration, faite avec les surfaces rugueuses et τ_{pdms} celle faite en PDMS mais sans texture.

2.3.2 Visualisation des modes de frottement

Au cours de ces expériences, nous voulons comprendre le mode de frottement qui existait entre la mousse et la lame de PDMS. Comme Marchand *et al.* [114] prédisent trois régimes (glissement, collé-glissé, accroché) nous avons utilisé un microscope à fluorescence, construit au laboratoire, pour les distinguer. En ajoutant de la fluorescéine dans notre solution savonneuse (0,1 % en masse) nous pouvons visualiser notre

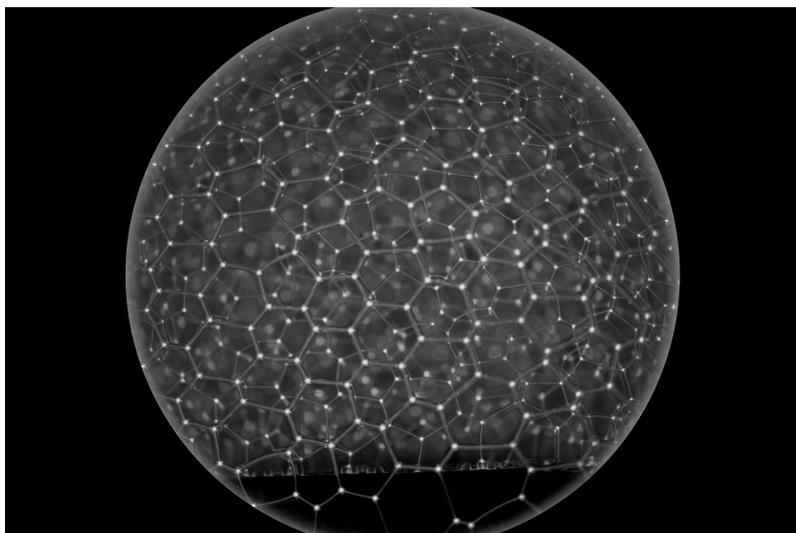


FIGURE 2.9 – Photo de la mousse liquide en contact avec une lame rugueuse (Nikon D7200, avec un objectif de microscope Mitutoyo M Plan Apo x2). Seuls les nœuds (points lumineux) et les bords de Plateau (traits gris) sont observables. Plusieurs rangées de bulles sont visibles avant de perdre la mise au point. La lame texturée est visible dans le bas de la photo, la bande noire correspond à l'épaisseur de la lame qui ne fluoresce pas alors que les plots en surface sont visibles par l'intermédiaire des bords de Plateau. L'observation se fait à travers un cylindre, qui relie l'objectif à l'appareil photo, dont la taille est plus petite que celle du capteur. Ce qui explique pourquoi nous ne voyons qu'à travers un cercle et le reste de la photo est noire. Cette photo est lauréate du concours CNRS « la preuve par l'image » édition 2022.

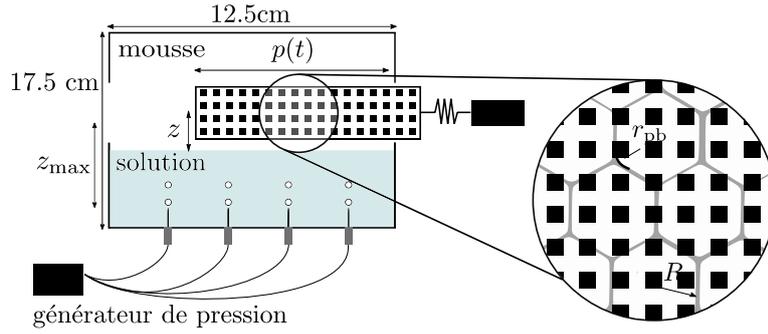


FIGURE 2.10 – Schéma de l'expérience de visualisation tournée à 90° . La génération de la mousse est identique à ce qui a été décrit en figure 2.1 mais la lame colle l'entrée de la cuve. Elle est ensuite mise en mouvement pour déterminer le mode de frottement.

mousse. Un exemple de photo que l'on peut avoir est reporté en figure 2.9 (Nikon D7200, avec un objectif de microscope Mitutoyo M Plan Apo x2). Les nœuds apparaissent comme des points lumineux reliés par les bords de Plateau plus gris. La mise au point est faite sur la deuxième rangée de bulles, nous pouvons donc voir aussi la première rangée en contact avec la paroi ainsi que les rangées suivantes (qui apparaissent floues jusqu'à former un fond gris). Les plots sont visibles en bas de la photo à la surface de la lame.

Pour capturer la dynamique de frottement à différentes vitesses (entre 2 mm/s et 30 mm/s) il nous faut une caméra spéciale pouvant monter à 100 images par seconde tout en ayant un capteur assez sensible. En effet, la fluorescence ne dégage pas beaucoup de lumière, c'est pour cela que nous utilisons la caméra Hamamatsu (ORCA-Flash4.0 V3). Pour chaque jeu de paramètres, nous faisons deux mesures de force et ajoutons une visualisation en proches parois. Comme il n'est pas possible de voir après trois rangées de bulles, nous faisons une expérience où la lame est collée initialement à la paroi avec $p(t=0) = 0$ mm. Lors de l'expérience, elle reste en contact avec la paroi, ce qui applique une grande force sur la lame, comparée à la force de la mousse. Ceci rend la mesure de force inexploitable mais assure que l'on puisse voir correctement le mode de frottement entre les plots et la mousse. Ceci est représenté sur la figure 2.10.

Une autre expérience de visualisation existe en statique : nous plaçons la lame verticalement avec la partie en verre lisse collée à la paroi, laissant la partie rugueuse tournée vers l'intérieur du bac. La mousse est alors générée avec les lames déjà présentes dans la cuve et nous arrêtons la formation de bulles lorsque la cuve est remplie de mousse comme précédemment. Nous observons par le côté, à l'aide du microscope, la déformation des plots de la même façon que sur la figure 2.10. Les mesures de force ne sont pas possibles dans cette configuration pour deux raisons : d'une part la lame étant collée à la paroi de la cuve, aucun mouvement n'est possible, de l'autre, il existe un gradient non

négligeable de fraction liquide sur la largeur de la lame (5 cm). Un schéma est présenté en figure 2.10 montrant la génération de mousse en présence d'une lame rugueuse posée sur une des parois.

Nous exploitons d'abord cette dernière configuration qui va nous permettre de caractériser la manière dont la rugosité affecte la structure de la mousse.

Chapitre 3

Contact d'une mousse sur une paroi solide statique

Dans ce chapitre, nous nous plaçons dans la configuration de visualisation statique décrite dans la dernière partie du chapitre 2.3.2. L'objectif est d'observer la déformation de la première rangée de bulles en contact avec une paroi lisse ou rugueuse.

Tout d'abord, nous présentons quelques exemples de cas typiques rencontrés, puis nous rationalisons le comportement des pseudo-bords de Plateau à l'interface. Nous démontrons qu'il existe un nombre sans dimension qui permet de caractériser la transition entre deux comportements distincts. Dans un second temps, nous caractérisons chacun des comportements rencontrés. Nous montrons que la présence de plots peut, dans un cas, ne pas déformer le film reliant deux bords de Plateau et conduire à une forme semblable aux mousses sur paroi lisse. Dans l'autre cas, nous montrons que la déformation se fait au niveau des films, augmentant le nombre de côtés mesurables. Nous montrons que la longueur de ces côtés est liée aux propriétés du réseau.

3.1 Quel est le contact d'une mousse sur une surface ?

3.1.1 Observations générales : influence de la rugosité

La structure d'une mousse liquide a déjà été discutée dans le chapitre 1 et est régie par les lois de Plateau en trois dimensions. Cependant, la présence d'une paroi déforme la rangée de bulles à son contact, et de nouvelles lois de Plateau (dites bidimensionnelles) s'appliquent. Ce cas de figure est bien connu, notamment grâce aux études portant sur une monocouche de bulles coincée entre deux plaques lisses [108, 202].

Nous commençons par donner un exemple de l'impact que peut avoir la présence des plots sur la paroi. La figure 3.1 présente deux photographies de la première rangée de bulles d'une mousse monodisperse en contact avec un substrat. Dans les deux cas, les films de savon entre les bulles

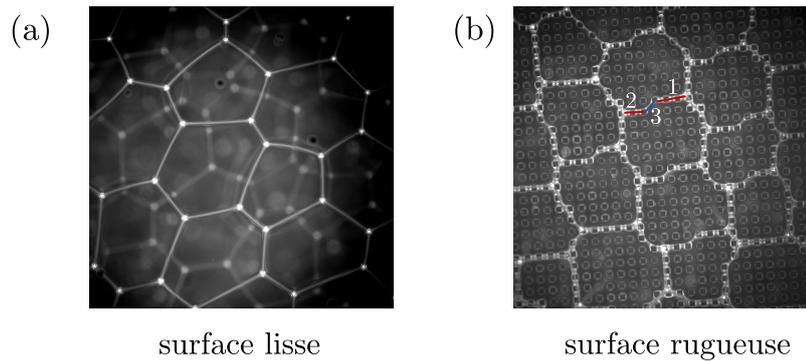


FIGURE 3.1 – Exemple de déformation des bulles d’une mousse monodisperse ($R = 1000 \mu\text{m}$ et $\varphi_1 = 0,3 \%$) sur deux types de surfaces, lisse et rugueuse, obtenue par microscopie à fluorescence. (a) Dans la première image, la mousse liquide est en contact avec une plaque en verre considérée comme lisse ($a = 0$). Les films de savon apparaissent comme des lignes blanches et les bords de Plateau forment des triangles concaves. Nous pouvons nettement observer la première rangée de bulles en contact avec la lame de verre, ainsi qu’une rangée de bulles dans le volume grâce à la profondeur de champ de la caméra. (b) Dans la deuxième image, la mousse est mise en contact avec un réseau de plots dont la longueur caractéristique est $a = 130 \mu\text{m}$. Là aussi, les films apparaissent comme des lignes blanches et les bords de Plateau se trouvent toujours à la réunion de trois films. Cette fois, il n’est plus possible de voir davantage que la première rangée de bulles, en raison de la présence des plots rugueux.

rencontrent la paroi en des lignes lumineuses appelées pseudo-bords de Plateau, alors que les bords de Plateau en 3D forment des triangles concaves à la réunion de trois films, ils sont appelés pseudo-vertex par la suite. Étant donné la transparence du verre, nous pouvons également voir les bulles en volume de la mousse pour la photo (a). À l’inverse, comme le PDMS diffuse davantage la lumière et qu’il présente des plots cubiques à la surface sur les plaques rugueuses, nous ne voyons que le contact 2D d’une bulle, que nous appelons l’empreinte. Les plots apparaissent comme des carrés de côté $a = 130 \mu\text{m}$, qui sert d’échelle.

Deux comportements caractéristiques sont visibles. Sur la première photo 3.1 (a), les bulles forment majoritairement des hexagones (bien que des pentagones et des heptagones puissent être observés) où chaque pseudo-bord de Plateau est une ligne droite qui relie deux pseudo-vertex. Ceci est semblable à la configuration des mousses 2D observée dans la littérature [202]. Nous qualifierons ce type de comportement comme «les mousses de Plateau». En revanche, sur la photo 3.1 (b) aucune bulle ne forme un polygone régulier. En effet, les jonctions entre les pseudo-vertex ne sont plus constituées d’un segment unique, mais d’une suite de lignes brisées.

Tout l’enjeu de ce chapitre est de comprendre ce qui provoque ce facettage des empreintes des bulles et de déterminer quels paramètres

3.1. QUEL EST LE CONTACT D'UNE MOUSSE SUR UNE SURFACE ?

Su8	h	$a = b = c$	V_r	T_r	$T_{\text{pre-cuit}}$	Exposition	$T_{\text{post-cuit}}$	T_{Dvp}
2025	30	30	2000	60	5	2200	10	15
	60	60	2000	60	30	1600	7	7
	100	100	1000	20	9	2500	7	7
2050	130	130	1100	30	25	2200	10	15
2100	160	160	1500	30	30	2200	12	15
	200	200	1500	30	40	2200	30	20
	μm	μm	tpm	s	min	mJ/cm^2	min	min

TABLEAU 3.1 – Récapitulatif des surfaces texturées faites par micro fabrication utilisées dans cette expérience. L'ensemble des surfaces est présenté sur la figure 3.1. Les différentes hauteurs h de résine enduites sont récapitulées. Les différentes longueurs du réseau a , b , c restent égales entre elles ainsi qu'à la hauteur h . Nous précisons les vitesses de rotation V_r (en tours par minute) et le temps de rotation T_r (en secondes) nécessaires pour atteindre la hauteur h désirée. Chaque surface couverte de résine doit être chauffée à 95°C avant et après l'exposition à l'UV pendant les temps $T_{\text{pre-cuit}}$ et $T_{\text{post-cuit}}$ respectivement. Durant l'exposition, il est nécessaire d'insoler avec une énergie par unité de surface (en mJ/cm^2) afin de solidifier la résine. Enfin pour enlever les parties de résines non insolées il faut plonger la surface dans le développeur durant un temps T_{Dvp} (en minutes) qui dépend de la hauteur h .

assurent le passage du premier au deuxième comportement.

3.1.2 Description de l'ensemble des paramètres étudiés

Durant cette étude, nous avons fait varier : R le rayon des bulles générées et φ_1 la fraction liquide de la mousse. En revanche, pour le réseau de plots, nous prenons toutes les longueurs égales à une unique longueur caractéristique, appelée a , qui varie.

Pour faire varier R , nous disposons de plusieurs ensembles d'aiguilles couplées à un générateur de pression, ce qui nous permet d'engendrer des mousses monodisperses. Les valeurs explorées pour le rayon de taille des bulles sont les suivantes : $[660, 800, 1000, 1400, 1600]$ μm . La fraction liquide est modifiée en ajustant la hauteur de la mousse générée, comme décrit précédemment. Ainsi, la position z varie entre 1 cm et 7 cm avec un pas de 0,5 cm, correspondant à une variation de φ_1 entre 0,01 % et 2,4 %. Enfin, les surfaces rugueuses utilisées sont celles décrites dans le tableau 3.1 où toutes les longueurs sont égales.

Pour chaque taille de bulles, nous avons 7 tailles de réseaux différents et au moins 13 hauteurs de mousses différentes. Pour chaque jeu de paramètres, plusieurs photographies sont prises pour avoir des statistiques. Cela mène à un ensemble de plus de 2800 photos.

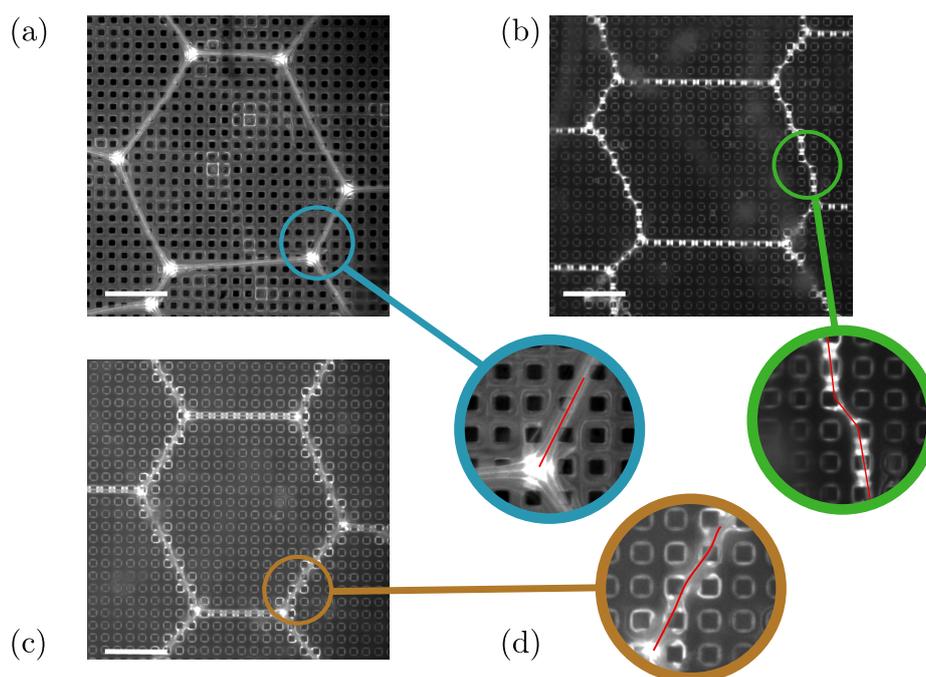


FIGURE 3.2 – Exemple de transition de facettage des bulles d’une mousse monodisperse ($R = 1000 \mu\text{m}$ et $a = 60 \mu\text{m}$) pour plusieurs fractions liquides. Des barres d’échelles en blanc sont ajoutées sur chaque photographie et valent $0,6 \text{ mm}$. (a) Pour la plus grande fraction liquide ($\varphi_1 = 0,28 \%$) l’empreinte de la bulle est semblable à celle sur paroi lisse. (b) Pour la plus petite fraction liquide ($\varphi_1 = 0,03 \%$) l’empreinte de la bulle est vraiment différente, les films de savon semblent segmentés. (c) Pour une fraction liquide intermédiaire ($\varphi_1 = 0,06 \%$) l’empreinte de la bulle est légèrement différente, les films de savon semblent un peu ondulés sans pour autant être segmentés. (d) Zoom sur trois films. Pour décrire le pseudo bord de Plateau, nous avons : une ligne droite pour le cas non déformé dans l’encart bleu, une ligne ondulée pour le régime de transition dans l’encart orange, et enfin une ligne brisée pour le régime déformé dans l’encart vert.

3.2 Rationalisation des observations

3.2.1 Détermination du facettage

L’analyse initiale consiste à classer l’ensemble des données selon le comportement observé, soit en mousse de Plateau si les films ne sont pas déformés, soit en mousse facettée dans l’autre cas. Cette classification est effectuée uniquement de manière visuelle et est fondée sur une évaluation subjective. Pour le cas où la distinction est difficile, nous classifions la mesure dans une troisième catégorie nommée "transition". Pour illustrer cette classification, nous présentons sur la figure 3.2 un exemple représentatif pour chaque catégorie. Pour une taille de bulle et de réseau ($R = 1000 \mu\text{m}$ et $a = 60 \mu\text{m}$) nous faisons varier la fraction liquide de la mousse.

Sur la première photo 3.2 (a) nous retrouvons le même type d’empreinte qu’en l’absence de plots : les films en contact avec la paroi — ou pseudo-bord de Plateau — peuvent être caractérisés par une ligne droite (voir

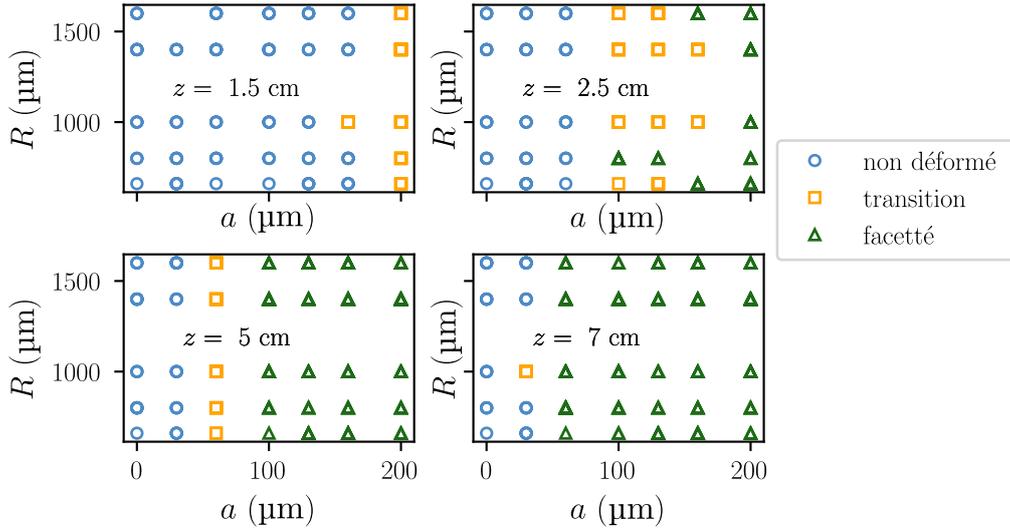


FIGURE 3.3 – Diagramme de phase de la déformation de l’empreinte des bulles. Nous traçons la taille des bulles R en fonction de la longueur du réseau a et ceci pour plusieurs altitudes de mousse z . En rond bleu, les bulles ne sont pas déformées alors qu’en triangle vert, elles présentent un facettage. Les carrés orange correspondent au régime de transition.

ligne rouge de l’encadré bleu de la figure 3.2 (d)). Trois de ces films se rejoignent en un pseudo-vertex. Nous retrouvons bien une mousse de Plateau malgré la présence de plots.

Sur la photo 3.2 (c) la fraction liquide est plus faible et les pseudo-bords de Plateau semblent légèrement différents. Dans ce cas de figure, le zoom dans l’encadré orange de la figure 3.2 montre qu’ils semblent onduler entre les plots. La ligne rouge est alors une ligne courbe qui se déforme en passant près d’un plot. Le choix de caractériser ce pseudo-bord de Plateau par un unique segment sera discuté plus tard. Dans ce cas, nous nous plaçons dans un régime de transition car la présence des plots joue sur l’aspect des films sans déformer l’empreinte globale de la bulle.

En revanche, si nous continuons à diminuer la fraction liquide, comme sur la figure 3.2 (b), l’empreinte de la bulle n’est plus celle d’un polygone régulier comme précédemment. Nous avons toujours 6 pseudo-bords de Plateau reliant des pseudo-vertex, mais chacun est caractérisé par un ensemble de segments mis les uns à la suite des autres. Comme nous le voyons sur le trait rouge du zoom vert en figure 3.2 (d), le film est décomposé en un segment droit sur trois plots, puis un segment reliant deux plots — comme s’il y avait un pont capillaire entre les deux — et enfin, un autre segment droit sur plusieurs plots. Ici, il semble que le pseudo-bord de Plateau s’ancre sur les plots, dans ce cas nous sommes dans le régime facetté.

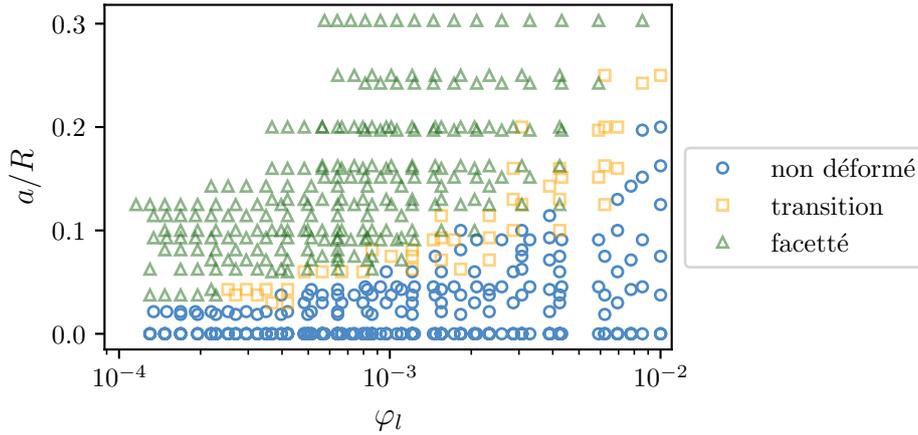


FIGURE 3.4 – Diagramme du type d'empreinte d'une bulle. Le code couleur est identique à celui de la figure 3.3. Nous traçons le rapport entre a et la taille des bulles R en fonction de φ_1 . Une claire démarcation apparaît entre les comportements.

3.2.2 Critère de transition

Au vu des photographies de la figure 3.2 il existe des cas où les bulles ne sont pas déformées par la présence des plots. Cependant, toutes choses égales par ailleurs, un changement de fraction liquide induit un changement d'empreinte de la bulle. Ainsi, la transition entre les deux cas de figure doit dépendre au moins de a et de φ_1 .

Dans cette partie, nous cherchons s'il existe un paramètre universel qui permet de caractériser la transition entre les comportements observés. Pour cela, nous commençons par tracer l'influence d'une partie de notre jeu de paramètres expérimentaux R , a , z sur la figure 3.3. Grâce à cette figure, il apparaît qu'une augmentation de a ou de z s'accompagne d'un passage d'une empreinte non déformée à facettée. Par contre, aucun effet clair de R ne peut être déduit des données présentées ici, sans doute car la gamme explorée est trop faible.

Par utilisation du théorème de Vaschy-Buckingham nous avons trois paramètres pour seulement une dimension, nous pouvons donc construire 2 nombres sans dimensions pour décrire le système. Le premier est simplement φ_1 alors que le deuxième doit être une combinaison des trois paramètres :

$$\Pi = f\left(\frac{a}{R}, \varphi_1\right), \quad (3.1)$$

où la fonction f est à déterminer. La première fonction à laquelle nous avons pensé est un simple produit des deux variables. Ainsi, nous traçons a/R en fonction de φ_1 sur la figure 3.4. Il semble que les deux comportements sont bien discriminés mais il est impossible de tracer une droite permettant de les séparer. Ceci montre que R joue un rôle dans la transition entre une mousse de Plateau et une mousse facettée, mais que $a/(R\varphi_1)$ n'est pas le bon paramètre.

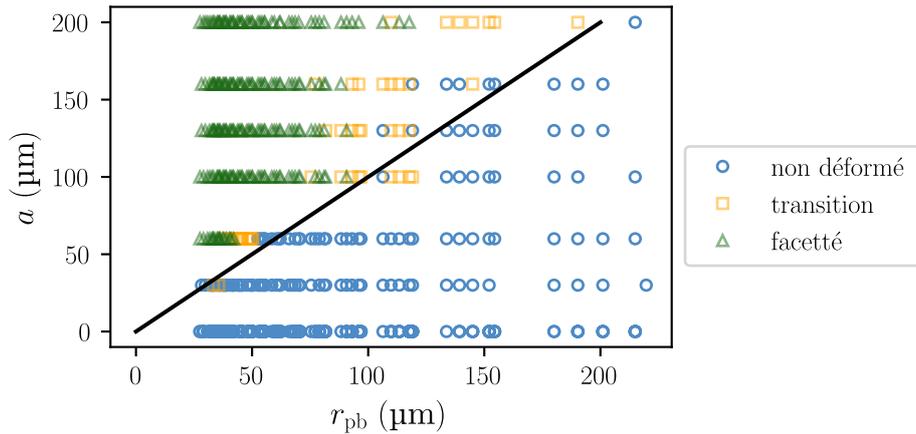


FIGURE 3.5 – Diagramme du type d'empreinte d'une bulle d'une mousse de rayon de courbure r_{pb} en fonction de la taille du réseau de plot a . Le code couleur est identique à celui de la figure 3.3. La ligne noire représente la droite d'équation $a = r_{\text{pb}}$.

Le travail de Marchand *et al.* [114] nous invite à tester une loi de puissance pour φ_1 , bien que les situations soient différentes. Si nous prenons $\varphi_1^{0,5}$, une longueur caractéristique de la mousse peut se dégager. En effet, le rayon de courbure des bords de Plateau r_{pb} est une fonction de R et $\varphi_1^{0,5}$ décrite par l'équation 2.11. Notre nombre sans dimension devient alors un rapport entre deux longueurs caractéristiques : celle des plots a et celle de la mousse r_{pb} .

Nous traçons sur la figure 3.5 la longueur typique des plots a en fonction de celle typique de la mousse r_{pb} avec un code couleur identique à celui de la figure 3.3. La courbe noire d'équation $a = r_{\text{pb}}$ semble discriminer correctement en majorité notre ensemble de données. Cela suggère que le rapport a/r_{pb} est le paramètre clé dans ce problème. La valeur de la transition est relativement bien décrite puisque l'ensemble des expériences présentant une empreinte déformée se situe au-dessus de la ligne, alors que celui des empreintes non déformées est globalement en dessous. Il existe cependant quelques ronds bleus pour $a = 160 \mu\text{m}$ au-dessus de cette ligne.

Maintenant que nous avons mieux compris ces deux comportements et trouvé un paramètre de transition, nous allons le caractériser de manière objective.

3.3 Caractérisation de l'empreinte

Pour chaque bulle nous mesurons manuellement, sur le logiciel ImageJ, son nombre de côtés, leur longueur, ainsi que le périmètre total de l'empreinte de la bulle.

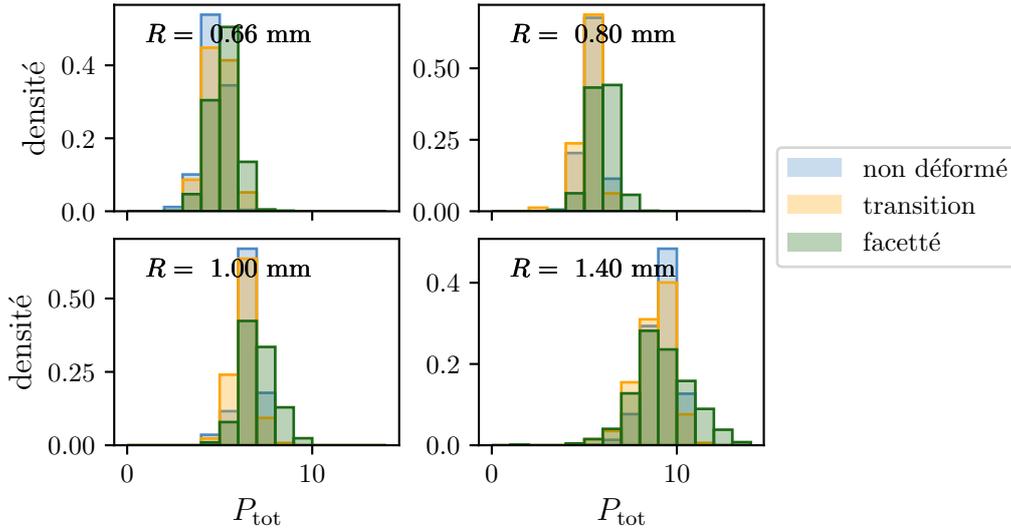


FIGURE 3.6 – Histogrammes de la longueur du périmètre de chacune des bulles en fonction du type d’empreinte pour plusieurs tailles de bulles. Ainsi pour chaque sous-graphique, nous avons plusieurs fractions liquides et tailles de réseau réunies.

3.3.1 Résultats bruts

Une première chose que nous vérifions est l’influence de la taille des bulles sur l’empreinte. Pour cela, nous traçons un histogramme de la longueur totale du périmètre P_{tot} d’une bulle dans la figure 3.6. Chaque sous-graphique représente toutes les données pour une taille de bulle R fixée en fonction du type d’empreinte, ce qui veut dire que pour un type, nous faisons varier a et φ_1 . Nous avons vérifié au préalable pour $R = 1,40$ mm que ces deux paramètres n’influaient pas sur la distribution.

Sur chaque sous-graphique, nous pouvons observer que les bulles en configuration de Plateau (en bleu) ont une distribution dont le mode est situé au même endroit que celui des bulles facettées (en vert). De plus, la queue des distributions vertes va plus loin que les autres. Cependant, ce n’est pas le seul paramètre qui joue, en effet une augmentation du rayon des bulles R se traduit par un décalage vers la droite de toutes les distributions.

Au vu des exemples des photos sur la figure 3.2, les nombres de côté d’une bulle semblent pouvoir discriminer facilement le mode de contact. En effet, s’il n’y a pas de déformation, nous devrions avoir un côté par film. Dans l’autre cas, nous pouvons segmenter un film en plusieurs côtés. Ainsi, nous devrions avoir un pic autour de 6 côtés dans le premier cas, comme attendu pour les mousses de Plateau, et un nombre de côtés N plus important dans l’autre cas. Pour vérifier ces prédictions, nous traçons sur la figure 3.7 le nombre de côtés moyen en fonction de a/r_{pb} pour tous les paramètres (R , a , φ_1) variant, seulement en discriminant l’empreinte comme explicité précédemment. Chaque point est une moyenne de plusieurs dizaines de bulles mesurées (pour un jeu

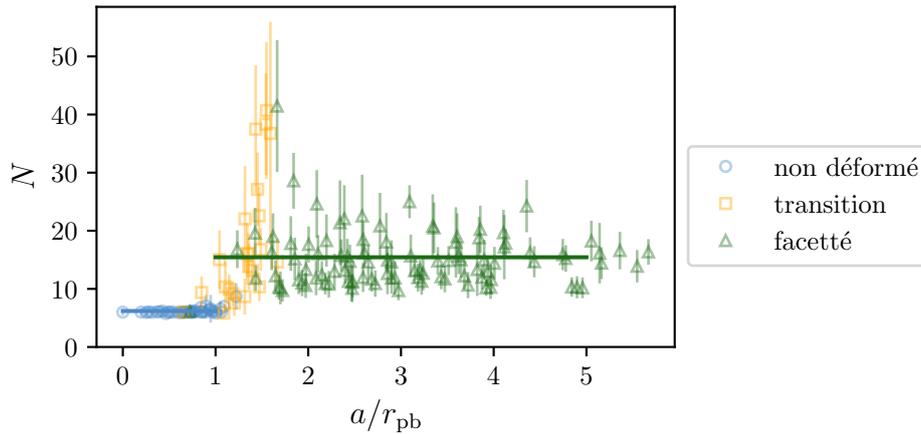


FIGURE 3.7 – Nombre de côtés d’une bulle en fonction du nombre sans dimension a/r_{pb} . Le code couleur est identique à ceux des graphiques précédents.

de R , a , φ_1 fixe), et les barres d’erreurs correspondent à la déviation standard.

Comme prédit, la majorité des données à $a/r_{pb} < 1$, correspondant au cas non déformé, ont un nombre de côtés N autour de six avec peu de dispersion quel que soit a/r_{pb} . Les barres d’erreur sont plus petites que les symboles. Ceci traduit la ressemblance à une mousse de Plateau.

À l’inverse, lorsque l’empreinte est facettée par les plots (les triangles verts), nous n’avons plus de bulles à 6 côtés. Le nombre de côtés N varie entre 10 et 30, avec une moyenne autour de 11, représentée par la ligne verte. Nous nous attendions à ce que le nombre de côtés dépende d’un rapport R/a , ou plutôt P_{tot}/a . En effet, si l’empreinte (qui dépend de R) de la bulle est très grande par rapport à la taille du plot, alors chaque film peut présenter beaucoup de brisures, jusqu’à une par plot. Dans l’autre cas, un film peut au minimum faire la taille d’un plot, ce qui limite le nombre de côtés. Au final, pour l’ensemble des paramètres étudiés, aucune corrélation entre le nombre de côtés et les différents paramètres R , a , φ_1 ainsi que leur combinaison n’a pu être trouvée. Il est à noter que le nombre maximum de côtés dépasse difficilement les 30.

Dans le cas des empreintes visuellement identifiées comme à la transition, la distribution augmente de 6, autour de $a/r_{pb} = 1$, à $N = 50$ ou plus, au plus grand a/r_{pb} . Au vu de la forme d’un pseudo-bord de Plateau montré en figure 3.2 en orange, il est possible de comprendre cette augmentation. Dans l’exemple le film est ondulé mais pas assez pour l’approximer par plusieurs segments, le film est alors comptabilisé comme un seul côté. C’est ce qui est observé sur de nombreuses bulles, ce qui explique que nous ayons une plus grande occurrence des bulles à petits nombres de côté $N < 10$. À l’inverse, il arrive que le film soit plus déformé, en augmentant encore a/r_{pb} . Dans ce cas, il est approximé par une suite

de ponts capillaires entre deux plots voisins. Un seul film peut conduire à plus d'une quinzaine de côtés et l'ensemble de la bulle peut avoir facilement plus de 40 côtés. Ceci n'arrive pas pour les bulles facettées car un film déformé est une suite de segments s'étalant sur plusieurs plots reliés par un pont capillaire entre deux plots en diagonale (voir la figure 3.2 en vert). Le nombre de côtés total est donc forcément plus petit que dans le cas de la transition.

Au vu de la figure 3.7, nous pouvons dire que le nombre de côté N est un bon paramètre pour caractériser les modes d'empreintes quantifiés visuellement.

3.3.2 Quelle est la distribution des longueurs des côtés ?

Nous venons de voir que le nombre de côtés de l'empreinte change si le réseau de plots déforme ou non la bulle. Il est alors intéressant de regarder comment la longueur de ces côtés est corrélée avec le type d'empreinte d'une bulle. Dans cette partie et la suivante, nous allons montrer qu'il existe deux tailles caractéristiques pour un côté que nous pouvons prédire.

Nous traçons des histogrammes du rapport $P_{\text{tot}}/P_{\text{cote}}$ sur la figure 3.8 pour une taille de bulle R afin de « fixer » P_{tot} . En effet, nous avons vu en figure 3.6 que la distribution des périmètres des bulles dépend surtout du rayon initial des bulles. Nous allons montrer que ce nombre sans dimension fait ressortir deux longueurs caractéristiques, dont l'une dépend de a . Ce qui justifie le tracé des histogrammes à a fixe.

Pour commencer, nous allons expliquer la distribution dans le cas des mousses de Plateau. Nous ne voyons ce cas que pour $a = 30$ et $60 \mu\text{m}$. Dans le cas où l'empreinte n'est pas déformée, beaucoup de bulles ont 6 côtés de longueurs identiques, ce qui explique un pic dans la distribution autour de $P_{\text{tot}}/P_{\text{cote}} = 6$ représenté par le trait noir en pointillé. Il existe cependant des bulles à 6 côtés dont les côtés ne sont pas égaux (avec souvent un côté plus petit et un autre plus grand que les quatre autres) ce qui amène à des rapports $P_{\text{tot}}/P_{\text{cote}}$ au-delà de 10 ou en dessous de 5. Cependant, nous pouvons noter qu'en comparaison avec le cas de la transition ou du facettage, la distribution reste très centrée.

Intéressons-nous maintenant aux distributions des bulles facettées par la présence des plots. Avant d'entrer dans les détails, nous allons commencer par commenter la queue des distributions. Nous comparons la longueur d'un côté avec le périmètre total de la bulle qui lui est associée. Il est important de noter dès à présent que si le rapport des longueurs est grand, par exemple autour de 60, cela veut dire que le côté est 60 fois plus petit que le périmètre total de sa propre bulle. Cependant, comme nous le voyons sur la figure 3.6 il existe une certaine dispersion de P_{tot} . Ainsi, deux côtés de même longueur peuvent avoir des $P_{\text{tot}}/P_{\text{cote}}$ assez différents. Finalement, les grandes valeurs de $P_{\text{tot}}/P_{\text{cote}}$ peuvent être attribuées soit à des grandes bulles, soit à des petites valeurs

3.3. CARACTÉRISATION DE L'EMPREINTE

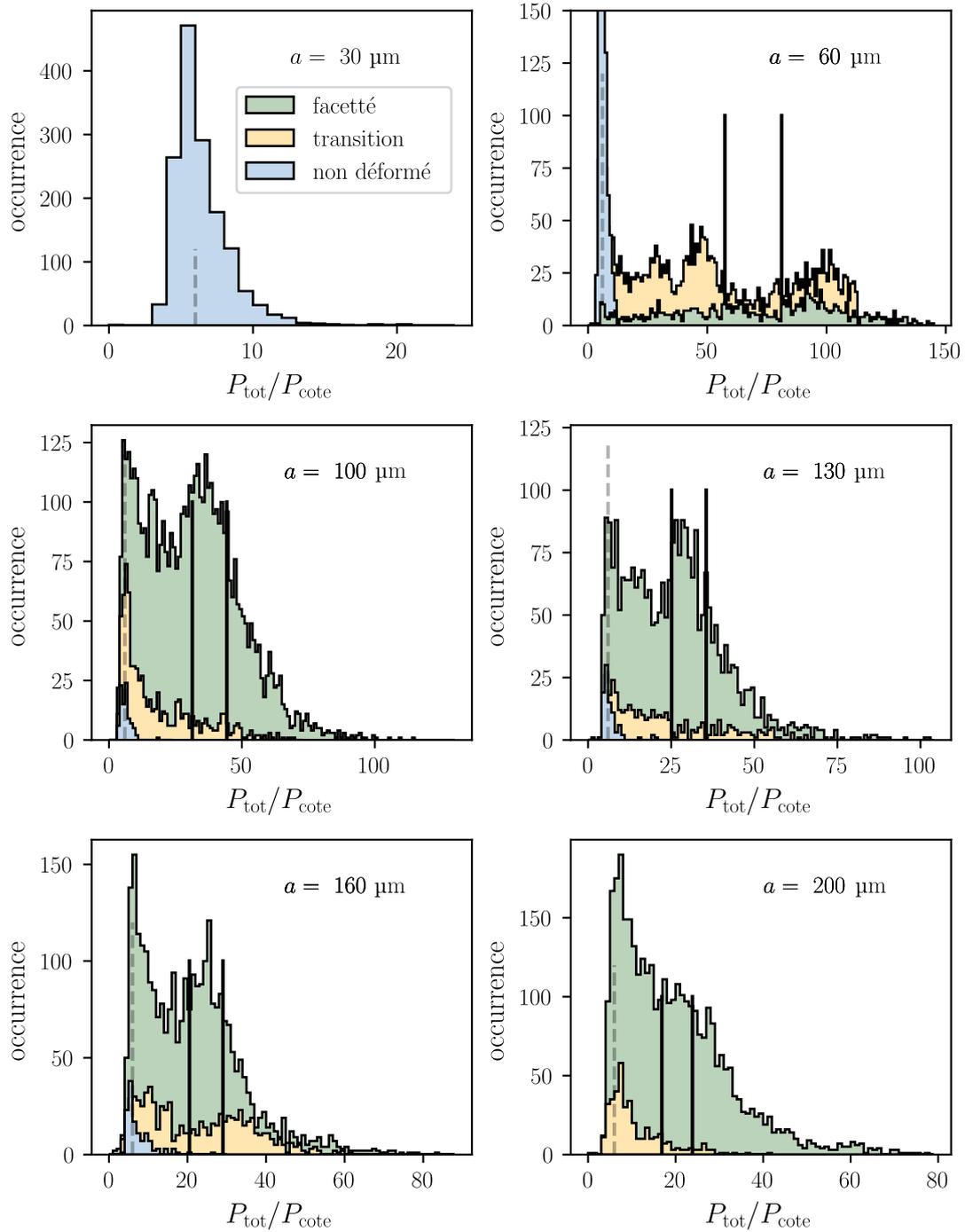


FIGURE 3.8 – Histogrammes du rapport entre les longueurs des côtés P_{cote} et la longueur du périmètre total de la bulle P_{tot} pour une taille de bulle $R = 1400 \mu\text{m}$. Chaque sous-graphique est fait pour une taille a de la rugosité et plusieurs fractions liquide φ_1 . Le trait en pointillé représente $P_{\text{tot}}/P_{\text{cote}} = 6$. Les deux traits noirs continus représentent le rapport entre le périmètre moyen P_{tot} et deux longueurs particulières de P_{cote} . Pour la plus à gauche $P_{\text{cote}} = 2\sqrt{2}a$ la diagonale entre deux plots du réseau et pour la plus à droite $P_{\text{cote}} = 2a$ la distance entre deux plots voisins. En bleu les films ne sont pas déformés, en orange nous avons la transition vers le vert où l’empreinte est facettée.

de P_{cote} . Maintenant que nous comprenons la queue de la distribution, essayons de décrire le reste.

Ici, avec ce type de graphique, nous voulons montrer deux choses : l'existence d'un pic des distributions autour de 6 quel que soit a ; et l'existence d'un deuxième mode pour les bulles facettées. Contrairement aux empreintes de Plateau, il n'existe presque pas de bulles à 6 côtés dans notre cas. Or, nous avons un pic pour $P_{\text{tot}}/P_{\text{cote}} = 6$. Au regard de l'exemple vert sur la figure 3.2, nous voyons qu'il existe deux films en haut et en bas de la bulle qui ne sont pas déformés. Comme le périmètre total n'est pas beaucoup impacté par le facettage de la bulle, ces côtés ont une longueur similaire à celle des empreintes non déformées, ce qui correspond environ à un sixième du périmètre total.

Ce mécanisme est aussi valable pour le cas des bulles en transition et qui donne un pic à 6.

Concernant le deuxième mode des distributions pour le cas facetté, il doit exister une autre longueur typique que peut prendre P_{cote} . Étant donné qu'il faut un grand nombre de données pour voir un mode se dégager de la distribution, il est nécessaire d'avoir $a \geq 100 \mu\text{m}$. Comme expliqué précédemment, il existe des côtés qui sont des ponts capillaires entre deux plots. Ainsi deux longueurs typiques ressortent pour P_{cote} : soit la jonction est faite entre deux plots voisins et $P_{\text{cote}} = 2a$, soit elle se fait en diagonale et $P_{\text{cote}} = 2\sqrt{2}a$. Cependant, le périmètre de l'empreinte totale peut changer d'une bulle à l'autre et conduire à avoir une gamme de rapports $P_{\text{tot}}/P_{\text{cote}}$. En prenant le périmètre moyen des empreintes P_{tot} fixé par la taille des bulles, les rapports avec les deux longueurs caractéristiques sont tracés par des lignes noires continues. Nous voyons que ces deux lignes décrivent bien le deuxième mode des distributions présentés malgré une dispersion du périmètre total. Pour la lame à $60 \mu\text{m}$, il existe peu de cas où les bulles sont facettées, ce qui ne permet pas d'avoir assez de statistiques pour voir de modes de la distribution.

3.3.3 Comment se compare la taille d'un côté par rapport à la taille des rugosités ?

Afin de vérifier que le deuxième mode de la distribution est uniquement dû à une existence d'un grand nombre de ponts capillaires plutôt qu'à la dispersion du périmètre total, nous traçons le rapport P_{cote}/a sur la figure 3.9 pour toutes les valeurs de a où du facettage est observé (R étant toujours fixé à $1,40 \text{ mm}$).

Dans ce cas, quel que soit le a , nous retrouvons une distribution assez similaire. Premièrement, le mode principal est bien autour de 2, montrant que beaucoup de côtés sont des ponts capillaires entre deux plots qui lient entre eux deux autres côtés plus longs. Nous pouvons voir spécifiquement que pour $a = 60$ et $100 \mu\text{m}$, nous avons deux pics

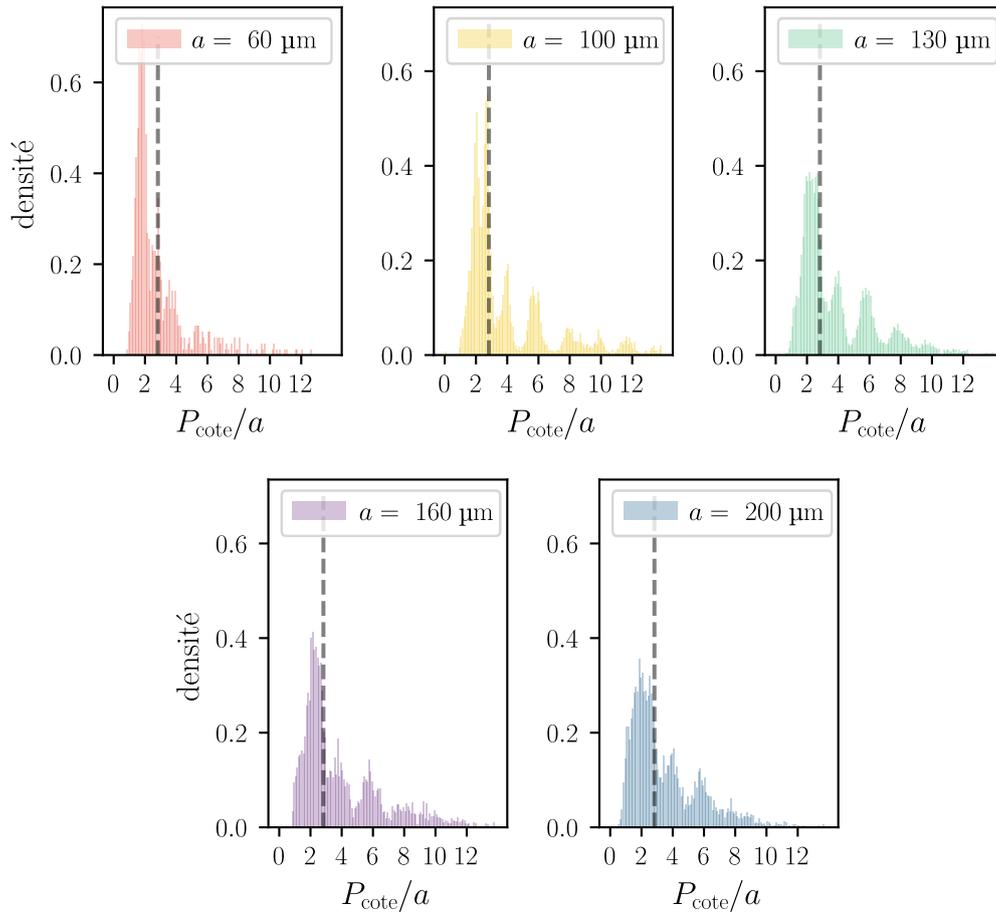


FIGURE 3.9 – Histogrammes du rapport entre les longueurs des côtés P_{cote} et la longueur du réseau a pour une taille de bulle $R = 1400 \mu\text{m}$. Nous distinguons chaque taille de a . La ligne en pointillé noire est tracée à $2\sqrt{2}$, correspondant à un pont capillaire entre deux plots en diagonale.

marqués à 2 et $2\sqrt{2}$, représentés en pointillé noir. En revanche, pour les autres a , la distribution est continue entre ces deux valeurs. Ensuite, chaque distribution présente des multiples harmoniques de $2a$, taille caractéristique de la distance inter-plot. Ainsi, au-delà des ponts capillaires, nous avons des côtés qui commencent sur un plot et finissent sur un autre et pas dans un trou.

Il est possible d'aller plus loin et d'explicitier la présence ou non de certaines harmoniques. Pour la lame à $a = 60 \mu\text{m}$, il existe peu d'empreintes facettées, et donc peu de statistiques permettant de voir les harmoniques. En revanche pour les autres valeurs de a nous voyons l'existence d'harmoniques jusqu'à 12 pour $a = 100 \mu\text{m}$ diminuant jusqu'à 6 pour $a = 200 \mu\text{m}$. Comme le rayon des bulles est constant, le périmètre total des bulles ne varie pas beaucoup, comme expliqué au paragraphe 3.3.1. Or nous avons vu qu'une longueur maximale pour un côté était d'environ $P_{\text{tot}}/6$, ce qui donne une valeur maximale pour P_{cote}/a . Dans notre cas, cela mène pour les valeurs de $a = [100, 130, 160, 200] \mu\text{m}$ aux maxima $(P_{\text{cote}}/a)_{\text{max}} = [12; 9,2; 0,75; 0,6]$. Ces valeurs correspondent bien au moment où nous passons d'une distribution piquée à une distribution uniforme.

Nous pouvons conclure que notre interprétation intuitive issue de la figure 3.8 est valide. Enfin, il faut noter qu'aucun côté n'est plus petit que la longueur d'un plot a , mais qu'il en existe entre a et $2a$, cela arrive souvent à la jonction entre un pseudo-vertex qui ne se trouve pas sur un plot.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons réalisé une expérience statique de dépôt de mousse liquide sur une surface rugueuse. L'objectif était de voir comment la présence d'une paroi rugueuse vient modifier la structure de la mousse. Nous avons observé deux comportements au contact de la paroi, dont l'un est bien connu avec les parois lisses qui rappelle les mousses 2D et où les lois de Plateau 2D viennent décrire la structure à l'interface. Ce comportement est aussi visible en présence de plots, ce qui à notre connaissance est un nouveau résultat. De plus, un nouveau type d'empreinte a été observé où les bulles sont dites facettées.

La première chose était de rationaliser la forme des côtés dans les deux cas. Dans le cas des mousses non déformées, un côté est un pseudo-bord de Plateau. Dans la transition, il est ondulé : soit il n'est pas assez déformé et un pseudo-bord de Plateau est approximé par un côté, soit il l'est assez pour faire une suite de ponts capillaires entre deux plots voisins. Enfin, pour les mousses facettées, un pseudo-bord de Plateau est décrit comme une suite de segments longs de plusieurs tailles de plots, et la jonction entre ces segments est faite par un pont capillaire.

Nous avons discriminé ces deux comportements visuellement et trouvé

un paramètre sans dimension pour passer d'un cas à un autre : a/r_{pb} . Au-dessus de 1 les bulles sont facettées alors qu'en dessous la mousse est semblable à une mousse 2D sur paroi lisse.

Nous avons alors montré que plusieurs paramètres permettent de retrouver ces deux types de comportements. Tout d'abord, le nombre de côtés N varie grandement entre les bulles déformées ou non. Dans le premier cas, elles sont en majorité hexagonales et dépassent rarement les dix côtés. En revanche, dans l'autre cas, il y a peu de bulles à 6 côtés et la majorité des bulles ont plus de 10 côtés, voire jusqu'à 30 côtés.

De plus, nous avons caractérisé la longueur des côtés. Dans le cas des mousses de Plateau, les côtés ont tous la même taille qui ne dépend que de R . Pour le cas des bulles facettées, comme le nombre de côtés augmente, il existe une plus grande diversité de longueurs. Il existe à la fois des longs côtés, comme si la bulle n'était pas déformée, mais aussi des ponts capillaires qui font typiquement l'espacement entre deux plots.

Dans la suite, nous nous intéressons à une expérience de déplacement de ces mousses sur ces parois. Nous allons voir si une corrélation existe entre le mode de l'empreinte en statique et des grandeurs mesurables en dynamique, typiquement la contrainte.

Chapitre 4

Visualisation des modes de frottement : gros plan sur les empreintes non déformées

Dans le chapitre précédent, nous avons vu qu'il existe des cas pour lesquels la présence des plots n'influe pas sur la forme des bords de Plateau. Ici, nous présentons une vision globale des types de frottements rencontrés avant de nous focaliser sur le cas où la rugosité n'influe pas sur la forme de l'empreinte. Ceci correspond à la fois aux surfaces lisses (en verre et en PDMS) et à certaines lames rugueuses pour des mousses les plus humides.

Nous comparons les contraintes obtenues pour des surfaces lisses avec une prédiction théorique, à la fois pour les lames en verre et celles couvertes de PDMS sans plot. De plus, nous comparons les contraintes de nos surfaces texturées avec les surfaces couvertes de billes. Nous montrons qu'il existe un glissement des mousses sur les surfaces texturées par auto-lubrification de la surface, alors que ce n'était pas le cas pour les surfaces couvertes de billes. Ce qui mène à une différence de contrainte. Nous nous concentrons sur ce cas en particulier et montrons que la contrainte est amoindrie en présence de plots, par rapport aux billes mais aussi par rapport aux surfaces lisses.

Dans ce chapitre, nous utilisons à la fois des rugosités cubiques et des rugosités à base carrée, mais dont la hauteur varie. Ceci est récapitulé dans le tableau 4.1.

4.1 Quantification des contraintes de frottement entre la mousse et des surfaces, avec ou sans rugosités.

4.1.1 Frottement sur parois lisses

Afin de calibrer notre expérience dynamique, nous avons mesuré la contrainte pour plusieurs nombres capillaires Ca et fractions liquides

CHAPITRE 4. VISUALISATION DES MODES DE FROTTEMENT : GROS
PLAN SUR LES EMPREINTES NON DÉFORMÉES

Su8	h	$a = b = c$	V_r	T_r	$T_{\text{pre-cuit}}$	Exposition	$T_{\text{post-cuit}}$	T_{Dvp}
2010	10	60	2200	60	1,5	3500	4	4
2025	30	60	2000	60	5	3000	5	4
	60	60	1500	30	7	1600	7	7
	100	100	1000	20	9	2500	7	7
2100	80	60	2200	60	30	2200	20	15
	200	200	1500	30	40	2200	30	20
	μm	μm	tpm	s	min	mJ/cm^2	min	min

TABLEAU 4.1 – Récapitulatif des caractéristiques des différentes surfaces texturées utilisées dans ce chapitre. Les différentes hauteurs h de résine enduites sont récapitulées. Les différentes longueurs du réseau a , b , c restent égales entre elles mais peuvent différer de la hauteur h . Nous précisons les vitesses de rotation V_r (en tour par minute) et le temps de rotation T_r (en secondes) nécessaires pour atteindre la hauteur h désirée. Chaque surface couverte de résine doit être mise à chauffer à 95°C avant et après l'exposition à l'UV pendant les temps $T_{\text{pre-cuit}}$ et $T_{\text{post-cuit}}$ respectivement. Durant l'exposition, il est nécessaire d'insoler avec une énergie par unité de surface (en mJ/cm^2) afin de solidifier la résine. Enfin pour enlever les parties de résines non insolées il faut plonger la surface dans le développeur durant un temps T_{Dvp} (en minutes) qui dépend de la hauteur h .

φ_1 , étant donné que ces deux paramètres sont connus pour avoir une influence sur le frottement sur une surface lisse. Pour cela, nous utilisons une lame de microscope en verre (Ted Pella). Lors des expériences nous varions à la fois la vitesse de déplacement de la cuve V entre 2 mm/s et 30 mm/s ainsi que la hauteur à laquelle est introduite la lame z entre 1,1 cm et 11 cm. Cela correspond à une variation de la fraction liquide φ_1 entre 0,05 % et 2,11 % respectivement. Les contraintes mesurées sont tracées sur la figure 4.1 Le frottement de lamelles et de mousses liquides sur des parois lisses a été décrit dans plusieurs études [94, 86, 108, 105, 114] et peut s'écrire :

$$\tau_{\text{lisse}} = 1,94 \frac{\gamma}{R} \varphi_1^{-0,32} \left(\frac{V\eta}{\gamma} \right)^{2/3}. \quad (4.1)$$

Selon ces études, l'exposant de la loi de puissance avec la fraction liquide φ_1 varie entre -0,25 [108] et -0,33 [105]. Nous effectuons un ajustement linéaire pour plusieurs exposants et trouvons une loi en -0,32 qui minimise les résidus (voir fig 4.1).

Les plots étant faits de PDMS, nous avons vérifié que le matériau utilisé n'influe pas sur le frottement. Pour cela, nous avons fait réticuler du PDMS sur une lame de verre afin d'avoir une lame lisse. Pour les surfaces lisses nous notons $\tau_{\text{verre}} = \tau$ la contrainte entre la mousse et une surface en verre, et $\tau_{\text{pdms}} = 2\tau - \tau_{\text{lisse}}$ celle entre la mousse et du PDMS lisse réticulée. Ces deux grandeurs sont tracées en fonction de la prédiction théorique τ_{lisse} en figure 4.1. L'ensemble des mesures

4.1. QUANTIFICATION DES CONTRAINTES DE FROTTEMENT ENTRE LA MOUSSE ET DES SURFACES, AVEC OU SANS RUGOSITÉS.

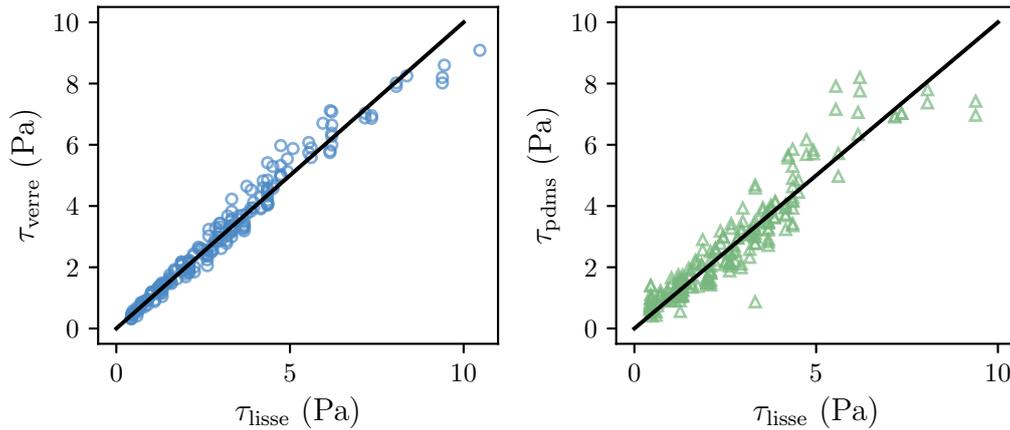


FIGURE 4.1 – À gauche, ensemble des contraintes mesurées entre la mousse et une surface en verre en fonction de la contrainte théorique. Plusieurs vitesses V comprises entre 2 et 30 mm/s ainsi que plusieurs hauteurs z comprises entre 1,1 cm et 9 cm varient. L'ensemble des résultats se superpose à la droite noire, traduisant l'égalité des axes, montrant l'accord entre la prédiction et les expériences. À droite, ensemble des contraintes mesurées entre la mousse et une surface en PDMS en fonction de la contrainte théorique. Les mêmes paramètres sont variés pour que l'ensemble des résultats (verre et PDMS) se disperse autour de la droite noire d'équation $x = y$, montrant que le frottement entre les deux matériaux et la mousse est sensiblement comparable.

retombent sur une courbe maîtresse, qui s'avère être une droite de pente 1, à la fois pour le verre et l'élastomère, montrant un accord avec la prédiction théorique 4.1, compte tenu des erreurs de reproductibilité. Pour τ_{pdms} le bruit est plus grand. Ceci peut se comprendre du fait que nous n'ayons qu'un côté de la surface fait avec ces matériaux. En effet, dans ce cas, nous mesurons une moyenne de deux contraintes, l'une s'appliquant sur la partie supérieure en PDMS, et l'autre s'appliquant sur la partie inférieure en verre. Or, nous soustrayons τ_{lisse} . Comme il existe toujours une erreur entre la prédiction et la mesure du verre, celle-ci se propage et peut soit accentuer l'écart entre la théorie et la contrainte obtenue, soit le diminuer, ce qui explique une plus grande dispersion des mesures.

Puisque les mesures sont semblables pour les deux matériaux, tout changement dans les mesures de frottement avec les plots seront attribués à leur présence et non au type de matériaux utilisé. Nous pouvons noter dès à présent une saturation de la contrainte mesurée pour le PDMS autour de 8 Pa. Nous reviendrons sur ce résultat par la suite. Enfin, lorsque nous ne prémouillons pas la surface avant l'expérience, il est possible de détruire les bulles composant notre mousse, ce qui change drastiquement le frottement.

4.1.2 Visualisation du mouvement des bords de Plateau : modes de frottement

Avant de nous attarder sur les mesures de contraintes, nous revenons sur les visualisations faites par microscopie à fluorescence. Pour chaque expérience nous couplons la mesure de force avec une visualisation, ceci pour être certain du type de frottement se produisant.

Un exemple des trois modes de frottement est présenté sur la figure 4.2. Contrairement à la figure 1.21, ici, la plaque reste immobile alors que la mousse se déplace. Nous retrouvons bien les trois modes de frottement observés sur les billes. Dans le régime de glissement, en vert, le bord de Plateau se déplace linéairement au cours du temps, traduisant une vitesse constante qui est celle imposée à la cuve de mousse. Ainsi, nous observons du glissement sur des plots, ce qui n'était pas observé en présence de billes, quelle que soit leur taille.

Dans le régime d'ancrage, en violet, la position du bord de Plateau ne bouge pas au cours du temps, traduisant son ancrage sur un plot. Des réarrangements topologiques dans la mousse ont lieu, sans perturber la première couche de bulles attachées sur la surface.

Enfin, nous retrouvons le régime de collé-glissé en bleu. Au début du mouvement, le bord de Plateau est au bord d'une rugosité, se déplaçant très peu. Ceci traduit la déformation élastique qu'il subit. S'ensuit un bond d'un plot à un autre à une vitesse plus grande que lors du glissement, confirmé par la position p se déplaçant de 100 microns qui est l'espacement entre deux plots. Une fois le saut effectué, le bord de Plateau glisse sur le plot avant de s'ancrer sur le bord pour recommencer le cycle.

4.1.3 Frottement sur surfaces texturées

Les premières surfaces que nous avons construites sont celles pour lesquelles $h = a = b = c$, comme récapitulé dans le tableau 4.1, afin de n'avoir qu'une seule longueur caractéristique. Nous traçons la contrainte τ_p en fonction du ratio a/r_{pb} en figure 4.3 à droite par analogie avec les surfaces couvertes de billes. Comme les billes étaient déposées de manière aléatoire sur la surface, l'espacement entre deux rugosités est typiquement $2R_{bille}$ si elles se touchent. Comme ici la longueur a correspond à la longueur (ou hauteur, largeur, espacement), la longueur de répétition du motif est $2a$. Notre nombre sans dimension s'écrit donc a/r_{pb} . Nous traçons aussi la contrainte τ_p pour l'expérience avec des billes de Marchand [114] sur la figure 4.3 à gauche, afin de comparer nos résultats.

En plus de la contrainte mesurée, le mode de frottement obtenu par visualisation avec le microscope à fluorescence ou par dépôt de mousse, est précisé. Nous retrouvons bien ceux de collé-glissé et d'ancrage mais nous observons aussi du glissement des bords de Plateau sur les plots. Ce comportement n'était pas visible avec les billes.

4.1. QUANTIFICATION DES CONTRAINTES DE FROTTEMENT ENTRE LA MOUSSE ET DES SURFACES, AVEC OU SANS RUGOSITÉS.

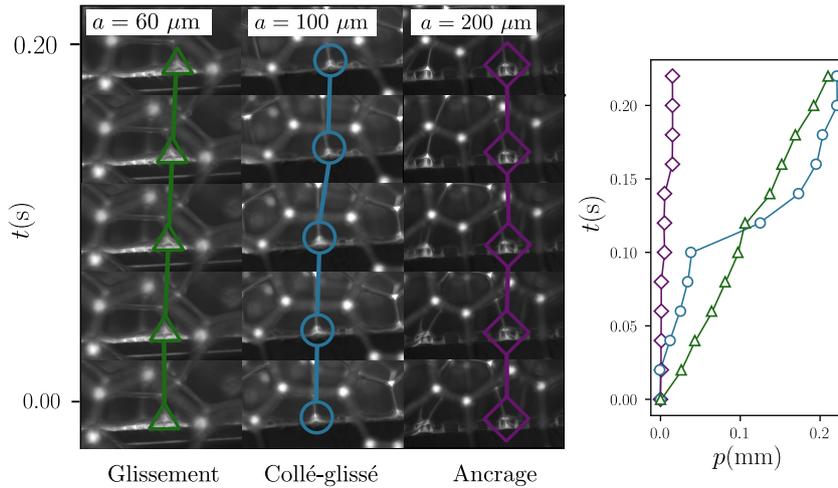


FIGURE 4.2 – Illustration des différents modes de frottement entre une mousse liquide où $\varphi_1 = 1,1\%$ et une lame. À gauche, nous montrons un ensemble de 15 photos réparties en 3 colonnes pour chaque mode existant. La mousse liquide est visible au-dessus du réseau de plots fabriqué en élastomère. Les bords de Plateau sont les bandes grises, ils se rejoignent dans des vertex qui sont les points lumineux. Sur chacune des colonnes, nous encadrons un bord de Plateau en contact avec la surface dont nous voulons suivre le mouvement à travers le temps. Ainsi sur chaque colonne nous avons une photo prise à un instant différent. À droite, nous traçons la position p (mm) des bords de Plateau encadrés en fonction du temps. Les triangles verts correspondent à du glissement, les ronds bleus au collé-glissé et les losanges violets à l’ancrage.

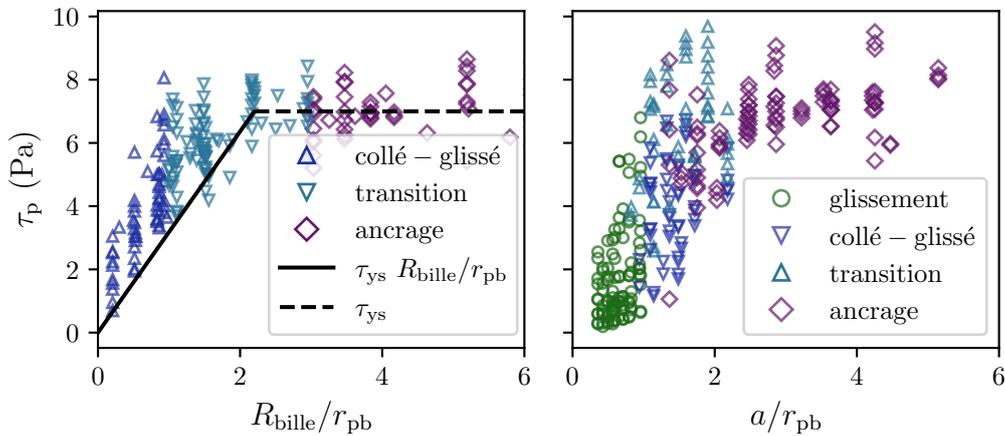


FIGURE 4.3 – Contrainte τ_p lors de la pénétration de la lame texturée dans la mousse en fonction du rapport des longueurs R_{bille}/r_{pb} à droite pour les billes, et a/r_{pb} à gauche pour les plots. Les résultats pour les billes sont identiques à ceux présentés en figure 1.23 pour les surfaces rugueuses. Quatre types de frottement sont observés : le glissement en ronds verts, le collé-glissé en triangles bleu foncé, l’ancrage en losanges violets, et une transition en triangles inversés bleu-gris. La ligne noire continue représente le minimum théorique de la contrainte dans le régime de collé-glissé, et celle en pointillée représente la contrainte seuil τ_{ys}

Ce qu'il faut retenir de ce graphique est la présence de quatre modes de frottement, là où il n'en existait que trois pour les billes. Des mouvements de collé-glissé et d'ancrage identiques à ceux sur les surfaces en billes sont observés à l'aide du microscope à fluorescence. Cependant, un nouveau régime est observé : celui du glissement des bords de Plateau sur la surface rugueuse, de la même manière que sur le verre ou le PDMS lisse. Notons que nous retrouvons un plateau des contraintes dans le régime d'ancrage ainsi qu'une augmentation de la contrainte avec a/r_{pb} dans le régime de collé-glissé. Pour un a/r_{pb} fixé, une augmentation de la vitesse se traduit par une augmentation de contrainte (voir figure 4.4). De plus, une partie des contraintes mesurées dans le cas du glissement est inférieure au minimum mesuré sur les billes.

Dans le chapitre 3 nous avons vu que la transition de l'empreinte des bulles se trouvait à $a/r_{pb} = 1$. Ceci correspond à la transition entre le régime de glissement et de collé-glissé observé en figure 4.3. Ainsi, dans ce chapitre nous nous concentrerons sur les mesures de contraintes faites lors de ce premier régime, et nous renvoyons au chapitre 5 pour la suite de l'analyse de cette courbe.

4.2 Régime de glissement sur les surfaces texturées

4.2.1 Résultats bruts

Afin d'aller plus loin dans l'analyse, nous retraçons les résultats de la figure 4.3 correspondant au mode de glissement dans une nouvelle figure 4.4.

Sur cette figure, nous pouvons voir l'effet de la vitesse V (qui varie entre 2 mm/s et 30 mm/s) sur la contrainte τ_p en fonction de a/r_{pb} . Les basses vitesses tendent vers le bleu alors que les hautes tendent vers le rouge. Deux surfaces sont mélangées, $a = 60 \mu\text{m}$ en symbole creux et $a = 100 \mu\text{m}$ en symbole plein. À grandes vitesses, il est possible de voir des contraintes plus faibles pour la lame à 100 μm par rapport à celle à 60, mais à plus basses vitesses, les deux surfaces présentent des contraintes similaires.

Contrairement au régime de collé-glissé, où une augmentation de a/r_{pb} s'accompagne d'une augmentation de la contrainte τ_p à vitesse fixe, le régime de glissement présente des plateaux de contrainte. En effet, pour $a/r_{pb} \leq 0,6$ les mesures de contraintes ne dépendent que de la vitesse. Au-delà, un décollement de la contrainte est observé pour les plus hautes vitesses, alors que nous continuons à avoir un plateau pour les plus basses vitesses jusqu'à $a/r_{pb} = 0,8$.

À basse vitesse, les bords de Plateau sont perpendiculaires à la surface alors qu'ils peuvent se déformer élastiquement par augmentation de la vitesse. Ceci explique la dépendance de la valeur du plateau avec la vitesse. Cependant, le décollement n'est pas bien compris malgré les

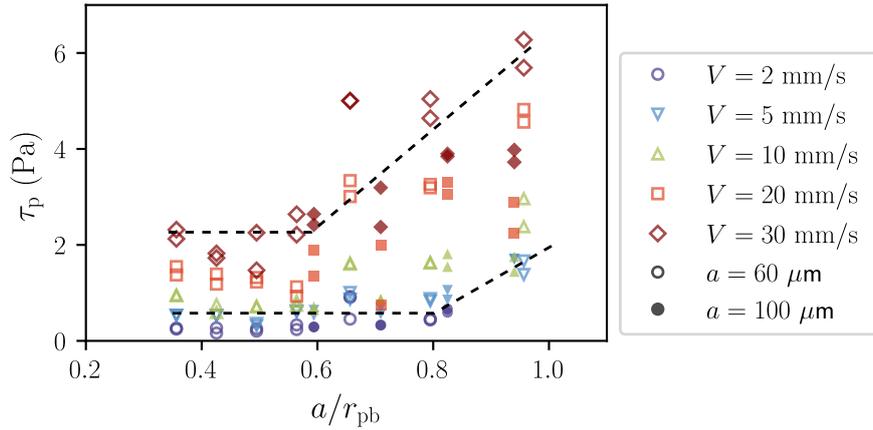


FIGURE 4.4 – Contrainte τ_p lors de la pénétration de la lame texturée dans la mousse en fonction du rapport des longueurs a/r_{pb} par analogie avec les billes. Seul le mode de glissement est représenté, ce qui correspond à une limite $a/r_{pb} < 1$. Au-delà, le régime de collé-glissé est atteint en passant par une transition. Les résultats obtenus pour deux surfaces, l’une avec $a = 60 \mu\text{m}$ en symboles creux et l’autre avec $a = 100 \mu\text{m}$ en symboles pleins, sont représentés. Plusieurs vitesses sont balayées, chacune avec un symbole et une couleur associés. Deux guides pour les yeux sont présents en pointillés noirs pour visualiser le décollement de la contrainte.

visualisations effectuées.

Bien que statiques, il semble que les empreintes ne soient déformées qu’à partir de $a/r_{pb} = 1$. Nous observons une augmentation de la contrainte avant d’atteindre cette valeur. Il est possible qu’un effet dynamique vienne jouer sur la déformation des films en contact avec la surface sans que nous voyions de mouvement particulier du bord de Plateau. Ce qui explique une augmentation de la contrainte, dont la transition dépend du rapport a/r_{pb} .

4.2.2 Réduction du frottement

Lors de l’étude sur les billes de verre, une loi a été proposée afin de caractériser le mouvement de collé-glissé :

$$\tau_{\text{collé-glissé}} = \tau_{\text{ys}} \tilde{R} + \tau_{\text{lisse}} (1 - \tilde{R}), \quad (4.2)$$

où $\tilde{R} = R_{\text{bille}}/2, 2r_{pb}$ est le seuil de transition entre le régime de collé-glissé et d’ancrage. Celle-ci permet de retrouver la prédiction τ_{lisse} si la lame est lisse et τ_{ys} si $\tilde{R} = 1$, ce qui correspond au passage au régime d’ancrage.

Nous retraçons les résultats provenant des billes en fonction de cette loi sur la figure 4.5 à gauche. Nous pouvons voir que les résultats pour le verre (en vert) et pour les billes (en bleu) se superposent avec une certaine erreur autour de ligne noire correspondant à $\tau_p = \tau_{\text{collé-glissé}}$.

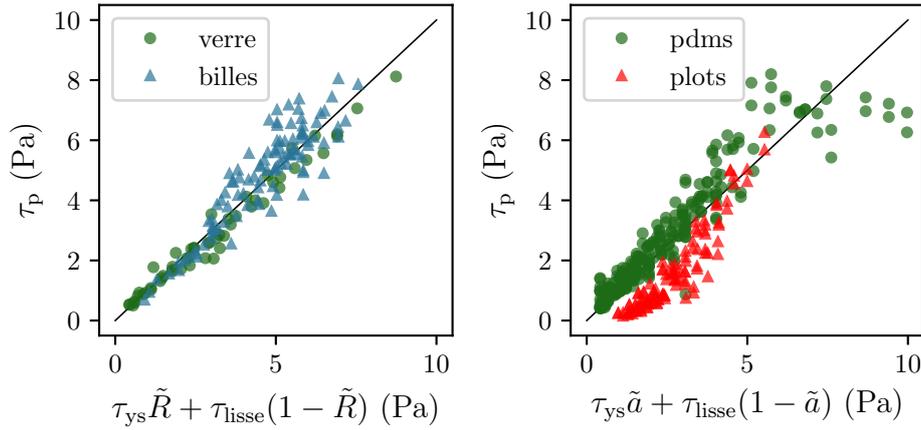


FIGURE 4.5 – Comparaison de la contrainte lors de la pénétration τ_p en fonction de la loi de levier. À gauche, les triangles bleus sont les billes de verre et les ronds verts sont les lames de verre. À droite, les plots sont en triangles rouges et le PDMS lisse en ronds verts.

En revanche, si nous appliquons cette loi pour les résultats provenant des plots ($\tilde{a} = a/2, 2r_{pb}$), toujours dans l’hypothèse $a/r_{pb} < 1$, sur la figure 4.5 à droite, nous voyons deux choses. D’abord les points verts, correspondant aux lames de PDMS $h = 0$, se retrouvent autour de la ligne noire, ce qui est attendu, car on retrouve $\tau_{\text{collé-glissé}} = \tau_{\text{lisse}}$. Ensuite, pour les résultats correspondant à $h \neq 0$, la quasi-totalité des triangles rouges sont en dessous des points verts et de la ligne noire.

Cette fois, des effets de vitesses sont pris en compte dans l’équation 4.2, mais ne permettent pas aux triangles rouges de rattraper le modèle. Ceci traduit deux choses : la contrainte est plus faible sur les plots que sur les billes, pour toutes les vitesses et pour $a/r_{pb} < 1$, et aussi plus faible que le cas du PDMS lisse. Seuls certains points tombent sur la ligne noire, ceux-là correspondent à la fois aux vitesses les plus grandes ($V > 20$ mm/s) et aux plus grands a/r_{pb} ($> 0,8$). Dans ce cas, il est possible que nous commençons à atteindre une transition entre le régime de glissement et de collé-glissé qui est difficile à visualiser.

L’ensemble de ces résultats nous permet de conclure que nous réduisons le frottement dans la quasi-totalité des cas, à la fois par rapport aux billes de verre et à la surface lisse, ceci pour différentes vitesses et différents a/r_{pb} .

4.3 Effet de hauteur et de vitesse

4.3.1 Difficulté de la mesure

Dans cette partie du chapitre, nous quantifions la diminution du frottement induite par la présence de plots sur la surface, par rapport à la surface lisse, pour différentes hauteurs de plots. Pour cela, nous

repreons les lames $h \neq a = b = c$ du tableau 4.1 ainsi que celle où $h = a = b = c = 60 \text{ }\mu\text{m}$. Nous nous placerons à un unique r_{pb} afin de n'avoir que les effets de h et de V . Le bord de Plateau est sélectionné pour que $a/r_{\text{pb}} = 0,66$ afin de rester sur le plateau de faibles contraintes présenté sur la figure 4.3.

Chaque expérience est faite de la manière suivante : lors d'une campagne à un r_{pb} fixe nous faisons varier V et les différentes surfaces. L'expérience est d'abord réalisée avec une lame lisse de verre et de PDMS, puis avec les lames rugueuses à un V fixe. Ceci permet d'avoir une expérience contrôle (le verre) pour vérifier que la mesure est correcte et aussi de mieux comparer le cas rugueux avec le cas lisse. En effet, les résultats du verre de la figure 4.6 montrent qu'il existe une différence entre la campagne 1 (réalisée sur 5 jours assez proches) et la campagne 2 (réalisée sur 2 jours d'affilée). Même si, au vu de la reproductibilité, chacun des résultats passent par la prédiction, les résultats de la campagne 1 sont légèrement inférieurs à ceux de la campagne 2. Cette différence peut venir d'une variation de température dans la pièce qui peut jouer sur la tension de surface et la viscosité, ou de la variation du rayon moyen des bulles R_{bille} . La différence est assez faible pour le verre mais augmente avec le PDMS. La dispersion pour chaque jeu de résultats est plus grande que celle mesurée pour le verre, et semble venir du matériau. Nous n'avons pour l'heure aucune explication de cette augmentation de la dispersion.

Cependant, il faut noter qu'à basse vitesse, pour les résultats de la campagne 1, la contrainte du PDMS est bien supérieure à celle attendue, ce qui n'est pas mesuré lors de la seconde campagne. Pour le verre, les deux séries de résultats présentent des contraintes assez proches du modèle. À ce jour nous ne pouvons pas expliquer ce phénomène qui montre la difficulté de la mesure.

Pour pouvoir mesurer la diminution de contrainte en présence de plots, nous divisons la contrainte rugueuse par la contrainte moyenne du jour. Nous prendrons le maximum et le minimum des contraintes mesurées le jour considéré pour évaluer l'incertitude de mesure.

4.3.2 Auto-lubrification (Self-SLIPS)

Malgré la dispersion des mesures pour le PDMS, nous avons étudié l'influence de la hauteur des plots h sur la diminution de frottement observée avec la lame cubique à $h = 60 \text{ }\mu\text{m}$. Pour cela, nous avons 4 hauteurs caractéristiques $h = 10, 30, 60, 80 \text{ }\mu\text{m}$. Nous faisons varier la vitesse entre 2 mm/s et 30 mm/s , comme c'était le cas dans la section 4.2.2.

Pour quantifier la diminution de frottement en présence de plots, nous traçons le rapport des contraintes $\tau_{\text{p}}/\tau_{\text{pdms}}$ pour chacune des hauteurs h en fonction du nombre capillaire Ca sur la figure 4.7.

Deux cas différents sont observés. La lame à $h = 10 \text{ }\mu\text{m}$ ne présente aucune diminution de frottement par rapport au PDMS lisse, contrairement

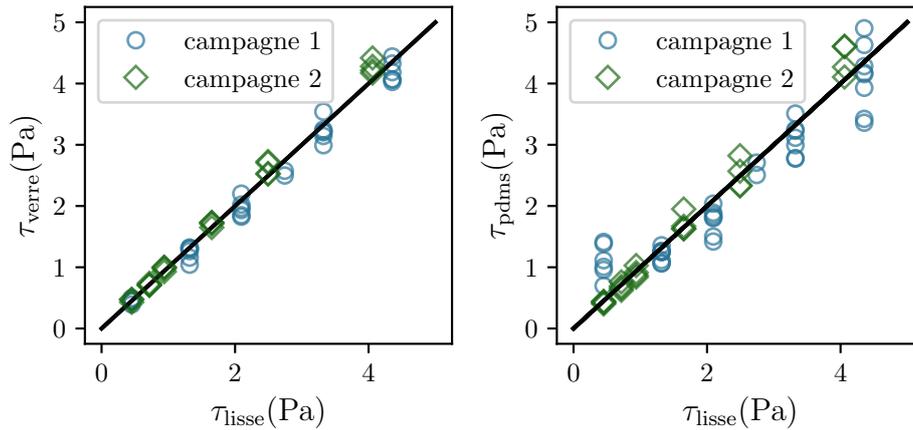


FIGURE 4.6 – Contraintes mesurées lors de l’extraction d’une lame en verre (à gauche) ou en PDMS (à droite), en fonction de la contrainte modèle τ_{lisse} . Contrairement à la figure 4.1, seules les résultats correspondant aux expériences où h varie sont représentées.

aux 3 autres hauteurs. Nous pouvons voir qu’à basse vitesse nous pouvons aussi bien mesurer des rapports de contraintes autour de 0,5 que 1,5. Ceci provient du fait que les contraintes ont de faibles valeurs absolues, ce qui entraîne des incertitudes qui varient considérablement d’une mesure à l’autre avec la division par une faible valeur de τ_{pdms} .

Pour les autres hauteurs h , la majorité des points se trouvent en dessous de la ligne noire. À basse vitesse, nous retrouvons l’augmentation de la dispersion, ce qui fait passer certaines valeurs au-dessus de 1. La majorité reste en dessous de la ligne, montrant l’effet de réduction de frottement.

Aucun véritable effet de Ca ne peut être tiré de ces résultats compte tenu de la dispersion de mesure de la contrainte rugueuse. De la même façon que la contrainte mesurée sur du PDMS lisse présente une plus grande dispersion que celle obtenue sur le verre (voir figure 4.6), cet effet se retrouve pour les lames rugueuses et est accentué par la division par la contrainte τ_{pdms} .

Pour les lames à $60\ \mu\text{m}$, la dispersion plus faible aux $Ca > 3 \cdot 10^{-4}$ semble signifier que les résultats de la campagne 2 présentent un effet de diminution de frottement moindre que celles de la campagne 1. Rappelons que pour mesurer τ_p , nous soustrayons la contribution de la surface en verre, présente sur la partie basse de la lame. Plus précisément, nous avons choisi de toujours soustraire le modèle τ_{lisse} . Or, nous avons montré sur la figure 4.6 que le modèle est supérieur aux résultats de la première campagne et inférieur à ceux de la deuxième campagne. Ceci implique que les contraintes τ_p rugueuses de la première campagne sont en réalité plus grandes et celles de la deuxième campagne plus faibles, que ce qui est calculé. Ceci peut expliquer une petite différence entre les résultats.

Nous attribuons l’origine physique de cette réduction de frottement à un mécanisme semblable aux surfaces SLIPS (voir la partie 1.4). Nos

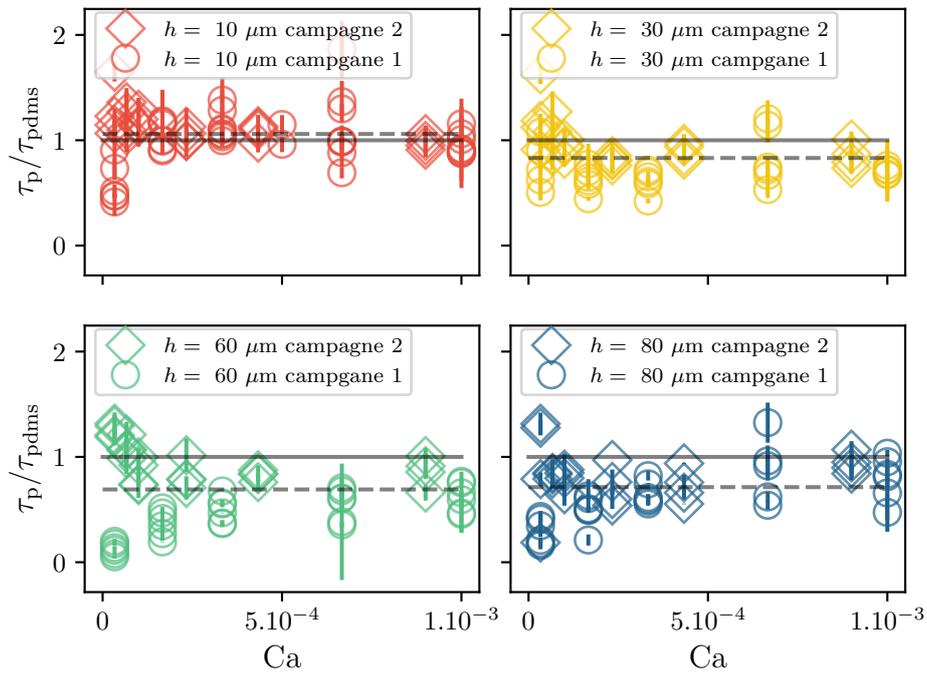


FIGURE 4.7 – Rapport des contraintes rugueuse τ_p et lisse τ_{pdms} en fonction du nombre capillaire. Chaque sous graphique correspond à une hauteur de plots h . Les losanges correspondent aux résultats de la campagne 1 et les ronds, à ceux de la campagne 2. La ligne noire correspond à un rapport égal à 1, et celle en pointillés à la moyenne de tous les résultats. Ces deux valeurs sont reportées sur la figure 4.8.

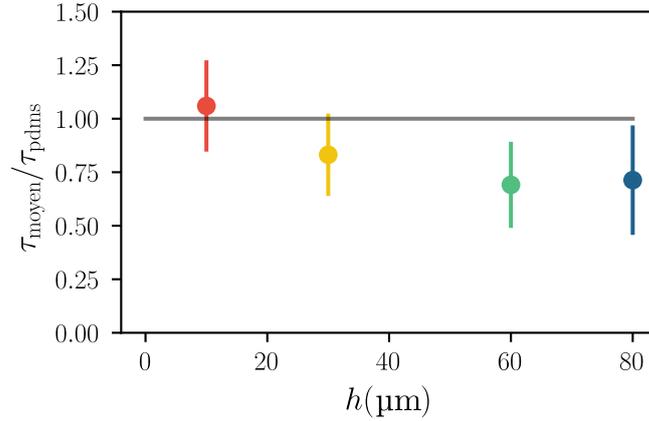


FIGURE 4.8 – Rapport des contraintes moyennes rugueuse τ_{moyen} et lisse τ_{pdms} en fonction de la hauteur de plots h . Le code couleur est identique à celui de la figure 4.7.

vidéos, montrent que les bords de Plateau glissent sur le haut des plots sans déformation. Pour que cela soit possible, il faut que les espaces entre les plots soient remplis de liquide pour que les films ne « tombent » pas dedans. Ainsi, si les trous sont remplis de liquide, les ménisques qui composent la mousse glissent en grande partie sur du liquide, comme les SLIPS glissent sur un lubrifiant [139].

Dans ce cas, les longueurs de glissement permises doivent dépendre de la hauteur des trous rencontrés par le liquide [160]. Nous traçons la moyenne des résultats obtenus quel que soit le nombre capillaire mais pour une hauteur de plots h sur la figure 4.8. Nous trouvons que les résultats à $h = 10 \mu\text{m}$ ne présentent pas de diminution de frottement, contrairement à ceux des autres hauteurs. Il est difficile de conclure sur l'origine du minimum trouvé à $h = 60 \mu\text{m}$ au vu de la dispersion des résultats.

Pour ces nouveaux objets, nous n'avons pas besoins de lubrifiant pour réduire le frottement. Le liquide composant la mousse vient remplir les trous et la mousse glisse dessus. Pour cette raison, nous proposons d'appeler nos objets « Surfaces auto lubrifiantes » ou « Self SLIPS » en anglais. Comme le même liquide compose à la fois la mousse et la surface, les problèmes de relargage de lubrifiant dans l'écoulement [154] ne sont plus à craindre. En revanche, cet état disparaît si a/r_{pb} devient supérieur à 1. Ceci est en accord avec une disparition du liquide entre les plots.

La différence de pression capillaire dans la mousse s'écrit en loi d'échelle :

$$P_{mousse} \sim \frac{\gamma}{r_{pb}}, \quad (4.3)$$

alors que celle dans le réseau de plots s'écrit :

$$P_{plot} \sim \frac{\gamma}{a}. \quad (4.4)$$

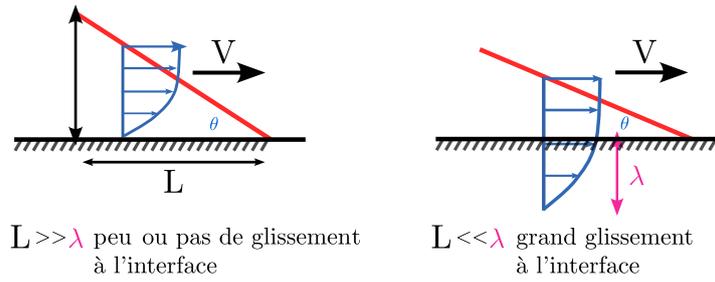


FIGURE 4.9 – Schéma de l'avancée d'un bord de Plateau sur une surface à une vitesse V . À droite dans le cas où la longueur de glissement λ est petite devant une longueur caractéristique de l'écoulement L . À gauche dans le cas où la longueur de glissement λ est grande devant une longueur caractéristique de l'écoulement L .

Ainsi, si $a > r_{pb}$, la pression dans la mousse est plus grande que dans les plots, ce qui entraîne l'aspiration du liquide des plots vers la mousse.

4.3.3 Tentative de modélisation du frottement

Au cours de cette étude, nous avons cherché à prédire la force de frottement visqueux sur une surface rugueuse. Pour cela, nous avons adapté le modèle de Seiwert *et al.* [96]. Les auteurs s'intéressaient à l'enduction de liquide par des plots dans le régime visqueux, comme décrit dans le chapitre d'introduction 1.2.3. Comme nous sommes dans l'hypothèse où $a < r_{pb}$, de manière à avoir du liquide dans les plots, les ménisques passent sur la surface rugueuse. Ils doivent déposer un film de liquide derrière eux d'épaisseur non nulle, comme dans l'expérience de Seiwert *et al.*, sur lequel le prochain ménisque va glisser. Si nous essayons d'appliquer leur modèle, le nombre capillaire Ca minimal pour prédire une épaisseur de dépôt est supérieur d'un ordre de grandeur au maximum atteint expérimentalement. Ceci nous suggère qu'un film nanométrique est déposé, comme pour l'avancée d'une ligne triple.

Cependant, nous avons vu, dans le chapitre 1, qu'il est possible de prédire la dissipation visqueuse d'une ligne de contact avançant sur un film précurseur [35, 33, 36]. Par analogie avec ce type de mécanisme, nous regardons les travaux de Wei *et al.* [45] qui s'intéressent à l'avancée d'une ligne de contact dans l'hypothèse d'une grande longueur de glissement. Dans notre cas, le ménisque avance sur des trous remplis de liquide, la condition de non-glissement ne s'applique donc plus et une grande longueur de glissement est possible (bien que limitée au moins à la hauteur des plots h), comme schématisé sur la figure 4.9.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre d'introduction à propos de la dissipation de la ligne triple 1.2.2, la force motrice est la force capillaire qui s'écrit :

$$F_c = \gamma(1 - \cos \theta), \quad (4.5)$$

avec θ l'angle de contact macroscopique, comme schématisé en figure

4.9. Dans le cas des petits angles, nous pouvons l'écrire $F_c \sim \gamma\theta^2$. La force visqueuse s'écrit en loi d'échelle :

$$F_\eta = \frac{\eta V}{e(x) + \lambda} x, \quad (4.6)$$

avec $e(x)$ le profil de l'interface le long de l'axe x et λ la longueur de glissement.

La longueur caractéristique de notre problème L est le rayon de courbure des bords de Plateau r_{pb} . Dans le cas où $\lambda \ll r_{pb}$, nous pouvons négliger le terme λ devant $e(x)$. De plus, dans le cas des petits angles $e(x) = \theta x$. La force visqueuse devient alors :

$$F_\eta \sim \frac{\eta V}{\theta}. \quad (4.7)$$

L'égalité des forces conduit à la loi de Tanner :

$$\theta \sim \text{Ca}^{1/3}. \quad (4.8)$$

Et donc à une force s'appliquant sur la paroi :

$$F \sim \text{Ca}^{2/3}. \quad (4.9)$$

Nous retrouvons la même dépense entre la force et le nombre capillaire que pour nos surfaces lisses. Ce qui entraîne que le rapport des contraintes s'écrit :

$$\frac{\tau}{\tau_{\text{pdms}}} \sim \text{Ca}^0. \quad (4.10)$$

Dans le cas inverse, $r_{pb} \ll \lambda$ (voir schéma 4.9), la force visqueuse s'écrit :

$$F_\eta \sim \frac{\eta V}{\lambda} x. \quad (4.11)$$

L'égalité des forces donne une nouvelle loi, différente de celle de Tanner :

$$\theta \sim \left(\frac{r_{pb}}{\lambda}\right)^{1/2} \text{Ca}^{1/2}. \quad (4.12)$$

La force s'appliquant à la surface s'écrit :

$$F \sim \text{Ca}. \quad (4.13)$$

Dans ce cas, le rapport avec la contrainte du PDMS donne :

$$\frac{\tau}{\tau_{\text{pdms}}} \sim \text{Ca}^{1/3}. \quad (4.14)$$

Compte tenu de la gamme de Ca étudiée, et de la dispersion des mesures, il n'est pas possible d'en déduire une dépendance avec le nombre

capillaire sur nos rapports de contraintes présenté en figure 4.7. Ceci qui suggère que la longueur de glissement est trop faible pour faire ressortir ce mécanisme, ($\lambda \ll r_{\text{pb}}$) même si elle permet une observation de la diminution de frottement. De plus, comme $a/r_{\text{pb}} < 1$ et que $\lambda < h$ du fait de la condition de non-glissement au fond des rugosités, alors le régime $r_{\text{pb}} \ll \lambda$ ne peut jamais être exploré. Nos résultats sont en accord avec cette limitation.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons décrit une expérience dynamique de frottement entre une mousse liquide et une paroi aux texturations cubiques. Nous en avons déduit l'existence de trois régimes de frottement en fonction d'un paramètre sans dimension a/r_{pb} analogue à celui mis en évidence par Marchand *et al.* [114].

Le premier consiste en un glissement des bulles de la mousse sur la paroi. Bien que le liquide soit entraîné en proche paroi, par la condition de non-glissement, la mousse n'est pas mise en mouvement à l'échelle macroscopique. Ceci est observé non seulement pour des surfaces lisses, mais aussi pour les surfaces texturées, tant que a/r_{pb} reste inférieur à 1. Ceci n'avait été observé que pour des surfaces lisses dans la littérature.

Le second régime consiste en un mouvement des bords de Plateau, qui subissent une déformation élastique, en restant ancré sur la surface pour de petites déformations. Au-delà d'une certaine déformation, ils reviennent à leurs positions initiales et recommencent le cycle. Ce mouvement a été décrit pour la première fois par Marchand *et al.* [114], il est qualifié de « collé-glissé ». Dans le cas de nos surfaces texturées, ce mode de frottement n'est pas observé pour des $a/r_{\text{pb}} < 1$, comme cela pouvait être le cas avec des billes.

Enfin, le dernier régime est celui où les bulles en contact avec la paroi restent ancrées, quelle que soit la déformation. Ce régime est celui que l'on veut atteindre lorsqu'on ajoute des rugosités sur un rhéomètre.

Seul le premier mode de frottement ainsi que la transition avec le collé-glissé est discuté en détail. Lors du régime de glissement, les visualisations laissent à penser que les bords de Plateau se déplacent sur un lit de liquide imbibant les texturations. En revanche, pour le cas du collé-glissé, nous observons des bords de Plateau passant d'une aspérité à une autre. Cela nous fait dire que l'origine de la transition provient d'une succion du liquide dans les plots par la mousse. Un équilibre des pressions capillaires donne, en loi d'échelle, une transition entre une surface remplie ou vidée de liquide autour de $a/r_{\text{pb}} = 1$. Il est à noter que cette transition est identique à celle du facettage des empreintes de bulles en statique, ce qui suggère que le mécanisme se produit aussi en statique et peut-être l'origine de la déformation. Pour confirmer cette disparition de liquide, une mesure au microscope confocal pourrait être faite d'abord

en statique, puis en dynamique pour expliquer le décollement de la contrainte avec $a/r_{pb} < 1$.

Dans le cas qui nous intéresse ici, la capture de liquide sur une surface texturée nous fait penser aux objets SLIPS, présentés dans le chapitre 1.4. Nous nous sommes donc intéressés à la contrainte de frottement entre la mousse liquide et cette surface remplie de liquide lors de la pénétration de la mousse. En utilisant la loi de levier proposé par Marchand *et al.* nous avons pu voir qu'une réduction de frottement était mesurée, pour plusieurs vitesses et a/r_{pb} , à la fois par rapport aux billes mais aussi au PDMS lisse.

Pour le confirmer, nous avons mené des expériences où la hauteur des plots varie, afin de comparer la contrainte rugueuse au cas lisse, toutes choses égales par ailleurs. Ceci nous a permis de mettre en évidence une réduction du frottement uniquement lorsque la hauteur des plots h est supérieure à 10 μm . Dans ce cas, aucun effet de vitesse ou de h n'a pu être clairement identifié sur la diminution de frottement compte tenu de la difficulté de reproductibilité. Cependant, une réduction moyenne de 30 % du frottement est mesurée.

Ceci nous permet de dire que nous trouvons des objets aux propriétés similaires aux SLIPS, sans avoir besoin de lubrifiant, parfois source de pollution de l'écoulement. À la place, la mousse glisse sur son propre liquide (dans la limite du régime de glissement), nous baptisons ces objets les surfaces auto lubrifiantes (ou Self SLIPS). Un critère sur la hauteur des plots h , en plus de a/r_{pb} , est proposé pour pouvoir concevoir de tels objets présentant une forte réduction du frottement (de l'ordre de 30 %).

Dans la suite nous nous pencherons sur les deux autres modes de frottement observé visuellement.

Chapitre 5

Régimes de collé-glissé et d'ancrage

Dans le chapitre 4 précédent, nous avons montré l'existence de différents mécanismes de frottement entre la mousse et la surface rugueuse : glissement, collé-glissé, et ancrage. Nous avons discuté des résultats obtenus dans le cas où $a/r_{pb} < 1$. Ceci correspond à la fois aux empreintes de bulles non déformées et au régime de glissement.

Ici, nous traitons les deux autres cas : le collé-glissé et l'ancrage, ainsi que la transition entre les deux. Nous confrontons les mesures de visualisations avec la mesure de dépôt de mousse en sortie de lame. Nous étudions l'effet de la taille des texturations et de la vitesse sur les contraintes mesurées. Seuls les plots cubiques de paramètres de maille $a = 60, 100, 200 \mu\text{m}$ sont considérés afin de n'avoir qu'une taille caractéristique dans cette étude.

5.1 Détermination du mécanisme du frottement : visualisation et dépôt de mousse

Alors que pour le glissement aucun dépôt n'est observé, ce qui laisse seulement des mesures de visualisations pour caractériser le mécanisme d'interaction, ici, nous observons parfois du dépôt de mousse à la sortie de la lame. Comme nous n'avons pas toujours de mesures de visualisation, l'objectif de cette partie est de savoir si les deux méthodes donnent la même information afin d'utiliser la présence du dépôt de mousse pour extraire des informations et comparer nos données avec celles de Marchand *et al.* [114].

5.1.1 Visualisation des bords de Plateau

La première méthode détaillée dans le chapitre 2 consiste à placer la lame horizontalement et à la mettre en contact avec la paroi de la cuve par laquelle se fait la visualisation. L'ajout de fluorescéine dans la solution savonneuse nous permet de voir les bords de Plateau, et les vertex, de la mousse grâce à un microscope à fluorescence. Des exemples

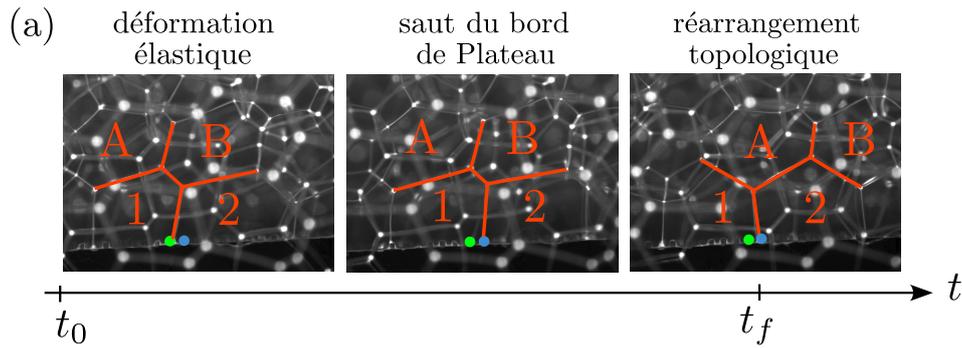


FIGURE 5.1 – Exemple du régime de transition entre le collé-glissé et l’ancrage. Après la mise en mouvement de la mousse à un temps t_0 , le bord de Plateau se déforme élastiquement (à gauche) en restant accroché au plot symbolisé par un rond vert. Se produit ensuite un saut sur le plot voisin (au centre), symbolisé par un rond bleu. Les bulles de la deuxième rangée peuvent se déplacer par rapport à celles de la première. Ainsi, par moment un réarrangement topologique T_1 se produit en plus des sauts (à droite) sans mouvement du bord de Plateau.

des trois mécanismes visibles sont présentés sur la figure 4.2. Cependant, distinguer la transition entre ces modes de frottement s’avère compliqué, surtout entre le collé-glissé et l’ancrage car nous observons parfois un comportement présentant les deux mécanismes simultanément.

Considérons tout d’abord la première transition, entre le régime de glissement et de collé-glissé, que nous appellerons *transition 1*. Nous ne rencontrons cette transition que dans deux cas. À haute vitesse ($V \geq 20$ mm/s), le nombre d’images par seconde est trop faible pour permettre de discerner avec certitude l’un ou l’autre des régimes. À basse vitesse ($V \leq 20$ mm/s), il arrive que les bords de Plateau présentent un mouvement pas complètement linéaire avec le temps. Cependant, même si cette non-linéarité s’explique par des sauts, typiques du régime de collé-glissé, la longueur du saut est plus petite que l’espacement entre les plots. Parfois même si petites qu’il est difficile de dire s’il existe réellement une déformation du bord de Plateau.

Par analogie, nous appellerons *transition 2*, celle entre le régime de collé-glissé et d’ancrage. Cette transition est plus simple à identifier et correspond à une observation des deux mouvements caractéristiques des deux régimes. Sur la figure 5.1 nous voyons un exemple à la fois d’un saut de bord de Plateau (à gauche et au centre), et d’un réarrangement topologique T_1 (à droite).

L’observation se faisant par le côté, nous ne pouvons visualiser les mouvements des bords de Plateau que pour les rangées de bulles en bord de surface. De plus, cette méthode n’a pas été mise systématiquement en place pour l’ensemble des mesures expérimentales. Nous allons coupler cette technique à une mesure du dépôt de mousse sur la figure 5.3 afin de voir si nous pouvons directement relier cette dernière au mécanisme de frottement.

5.1. DÉTERMINATION DU MÉCANISME DU FROTTEMENT : VISUALISATION ET DÉPÔT DE MOUSSE

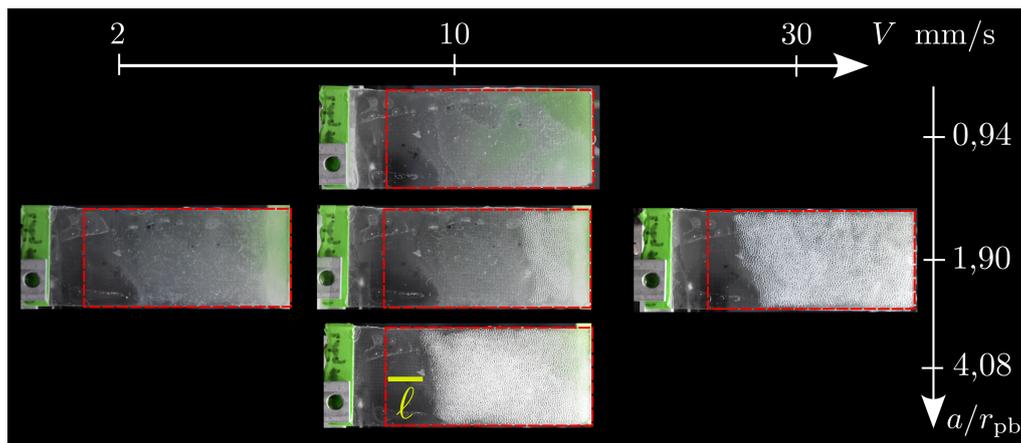


FIGURE 5.2 – Photographies de dépôts observés pour la lame $a = 100 \mu\text{m}$, en fonction de la vitesse d'extraction V et de a/r_{pb} . La zone rouge en pointillé correspond à la partie de la surface ayant pénétré dans la mousse. À basse vitesse ou bas a/r_{pb} , aucune bulle n'est visible sur la surface. À l'inverse, pour les plus hautes vitesses ou hauts a/r_{pb} , un dépôt sur toute la largeur et presque toute la zone rouge (à partir d'une longueur ℓ) est observé. Au centre, un dépôt de mousse est observable sur une petite partie de la surface, on parle alors de dépôt partiel.

5.1.2 Dépôt de mousse sur parois rugueuses

Lors de toutes nos expériences, nous prenons une photo de la lame à la sortie de la cuve de mousse. Ceci nous permet de quantifier la présence d'un dépôt de mousse sur la surface. L'état du dépôt est simplement quantifié par trois valeurs : absence, présence partielle, présence complète de dépôt. Un exemple de ces différents états est présenté sur la figure 5.2. Comme la surface du dessous est en verre, et donc lisse, il n'y a pas de dépôt pour les paramètres expérimentaux explorés. Ainsi, nous présentons des photographies, en vue de dessus, de la lame rugueuse $a = 100 \mu\text{m}$ au sortir de la mousse. Seule la zone en rouge pointillée est immergée dans la mousse. Nous montrons un effet à la fois de la vitesse d'extraction V et du paramètre a/r_{pb} .

Pour $a/r_{pb} = 0,94$, qu'importantes les vitesses parcourues, aucune bulle n'est déposée sur la surface rugueuse. Le même constat peut être fait à basse vitesse pour $a/r_{pb} = 1,90$. Dans ce cas, il n'y a pas de dépôt de mousse, ou nous n'observons que quelques bulles isolées. À l'inverse, pour $a/r_{pb} = 4,08$, qu'importantes les vitesses imposées, nous voyons un dépôt uniforme sur toute la largeur de la mousse et sur la majorité de la longueur. Le dépôt ne commence pas directement à la sortie de la mousse mais il existe une longueur ℓ à partir de laquelle le dépôt existe. Nous ne trouvons pas de corrélation entre cette longueur et les paramètres étudiés. Cependant, nous comprenons son existence. En effet, lorsque la lame pénètre dans la mousse nous la déformons. Ceci a été observé lors de l'expérience de Marchand [169]. Pendant les quinze secondes de relaxation, le mousse revient à un équilibre mais reste déformée, sur une

longueur typique ℓ . Ainsi, la zone rouge dans la cuve de mousse n'est pas complètement en contact avec la mousse.

Pour le paramètre $a/r_{pb} = 1,90$, nous voyons une transition entre le non dépôt et le dépôt de mousse. La transition se fait par un état intermédiaire où un dépôt partiel est présent. Ici, il est uniforme sur toute la largeur mais ne couvre qu'une petite partie de la longueur (voir figure 5.2). Il arrive aussi que ce dépôt partiel ne couvre pas toute la largeur.

Dans la prochaine partie, nous montrons que les visualisations de côté peuvent être corrélées à la présence de dépôt, avant de comparer nos résultats avec ceux obtenus lors de l'expérience des billes.

5.1.3 Corrélation des observations ?

Nous faisons l'hypothèse que si du glissement ou du collé-glissé est observé, alors il n'y a pas de mouvement global des bulles et donc pas de dépôt. À l'inverse, si les bulles sont ancrées, il existe forcément un dépôt car au moins la première rangée de bulles ne se déplace pas. Lors de la *transition 2*, comme les bulles restent assez ancrées pour faire des réarrangements topologiques, il est possible d'avoir un dépôt au moins partiel en sortant la surface. Si cette hypothèse se vérifie, alors toutes les expériences de glissement, de *transition 1* et de collé-glissé doivent présenter une absence de dépôt. De plus, le régime d'ancrage doit présenter un dépôt total, alors que la *transition 2* peut présenter au moins un dépôt partiel.

Afin de confirmer cette hypothèse nous traçons la contrainte lors de la pénétration τ_p en fonction du paramètre sans dimension $a/r_{pb} > 0,9$ avec deux critères. À gauche, nous trions les données avec la méthode du dépôt décrite dans la section précédente 5.1.2, en triangles bleu foncé, nous n'avons pas de dépôt, en losanges violets nous avons un dépôt complet, alors qu'en triangle bleu-gris vers le haut, nous n'avons qu'un dépôt partiel. À droite, nous trions les données avec la visualisation du mouvement des bords de Plateau 5.1.1, le code couleur est identique à celui de la figure 4.3 mis à part la *transition 1* qui devient rouge.

Comme nous n'avons pas fait la mesure de visualisation sur toutes les expériences, nous ne traçons que celles contenant les deux techniques de caractérisation. Tout d'abord, nous rappelons qu'à un a/r_{pb} fixé, plusieurs vitesses sont explorées. Ces différences de vitesses ne sont pas tracées pour alléger les informations. Il faut garder en tête que pour les régimes de glissement, de collé-glissé, et de transition, une augmentation de vitesse se traduit par une augmentation de contrainte. Dans le cas de l'ancrage, cela n'est plus vrai. Nous verrons plus en détail l'influence de la vitesse sur ces données dans la section 5.3.

Nous retrouvons un mécanisme de glissement pour $a/r_{pb} < 1$, qui s'accompagne d'un non dépôt. Ceci est le cas pour l'ensemble des expériences de glissement et de la *transition 1*, ce qui explique que nous ne nous

5.1. DÉTERMINATION DU MÉCANISME DU FROTTEMENT : VISUALISATION ET DÉPÔT DE MOUSSE

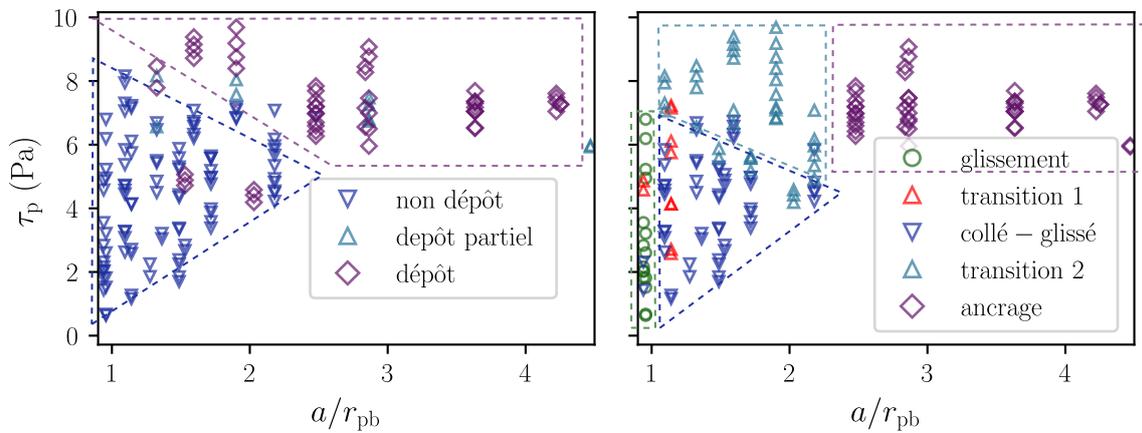


FIGURE 5.3 – Contrainte lors de la pénétration τ_p (Pa) en fonction du paramètre sans dimension a/r_{pb} . À gauche, nous trions les données selon la présence ou non de dépôt. Les triangles vers le bas en bleu foncé sont les expériences sans dépôt. Les losanges violets sont les expériences avec un dépôt complet. Les triangles vers le haut en bleu-gris sont les expériences avec un dépôt partiel. À droite, nous les trions en fonction du mode de frottement observé par visualisation au microscope à fluorescence. Les ronds verts sont les expériences avec du glissement, les triangles rouges sont les expériences en transition vers le régime de collé-glissé, représentés par des triangles bleu foncé vers le bas. Les triangles bleu-gris sont les expériences en transition avec le régime d’ancrage, en losanges violets. Plusieurs vitesses d’entraînement entre 2 et 30 mm/s sont explorées. Une aide visuelle est ajoutée pour distinguer les nuages de points.

attardions pas dessus. Lorsque les visualisations montrent un régime de collé-glissé (ou de *transition 1*), alors il n'y a pas de dépôt. En effet, tous les triangles vers le bas en bleu foncé à droite gardent le même code couleur qu'à gauche. Autrement dit, si nous ne voyons aucun évènement topologique, nous ne voyons pas de dépôt. Dans le cas de l'ancrage, il y a forcément du dépôt. Notons toutefois la présence de dépôt partiel pour deux expériences à $a/r_{pb} \approx 2,9$ et $4,4$. Enfin, l'hypothèse d'un dépôt directement lié au mode de frottement semble plutôt en bon accord avec les mesures effectuées.

Il reste à discuter le cas de la *transition 2*, dont les points sont représentés par des triangles vers le haut en bleu-gris, sur la figure 5.3 à droite. Pour ce mode de visualisation nous pouvons retrouver ou non un dépôt de mousse. Les contraintes à 8 Pa pour $a/r_{pb} \approx 1,1$ et $1,3$, montrent deux paquets de résultats dans le régime de transition. Celui à $1,1$ ne donne pas de dépôt alors que celui à $1,3$ en donne. Cela traduit un effet de a/r_{pb} à contrainte constante. D'un autre côté, les données à $a/r_{pb} \approx 1,9$ ne diffèrent que par la vitesse de tirage V . Les visualisations montrent un régime de transition, alors que nous mesurons à la fois du non dépôt et du dépôt. Cette apparition de dépôt s'accompagne d'une augmentation de la contrainte (ainsi qu'une augmentation de la vitesse non représentée ici). Cela suggère que des effets de vitesses soient aussi à prendre en compte lors de la transition de dépôt.

5.1.4 Comparaison avec les surfaces couvertes de billes

Grâce à la discussion précédente, nous pouvons ajouter certaines expériences pour lesquelles nous n'avons que la mesure de dépôt sur la figure 5.4. En effet, pour la lame à $60 \mu\text{m}$ les expériences à $a/r_{pb} \approx 2,5$ et $2,8$ ne montrent pas la présence de dépôt. Ceci confirme que nous n'avons pas encore passé la transition d'ancrage et nous permet de présenter les résultats avec un cas de *transition 2*. Nous avons aussi ajouté les résultats des expériences pour la lame à $200 \mu\text{m}$. Si nous avons atteint le régime d'ancrage, alors toutes les expériences effectuées pour des valeurs de a/r_{pb} supérieures resteront dans ce régime. L'ajout de ces expériences permet de comparer nos résultats à ceux de Marchand *et al.* [114].

Sur la figure 5.4, les couleurs sont identiques à celles de la figure 5.3 mais nous n'avons pas remis la *transition 1*. En revanche, les symboles servent à distinguer les lames utilisées, les ronds proviennent de la lame à $60 \mu\text{m}$, les carrés de la lame à $100 \mu\text{m}$, et les losanges de la lame à $200 \mu\text{m}$. Si nous regardons la transition entre les modes de frottement pour les billes, nous retrouvons une transition autour de $2,2$ avec une zone de transition entre 1 et 3. De plus, aucun effet de la taille des billes n'est relevée. Enfin, un minimum de contrainte est estimé par la ligne noire pendant le collé-glissé, avant d'arriver sur le plateau d'ancrage.

Pour nos surfaces texturées, nous rappelons que les contraintes dans le

5.1. DÉTERMINATION DU MÉCANISME DU FROTTEMENT : VISUALISATION ET DÉPÔT DE MOUSSE

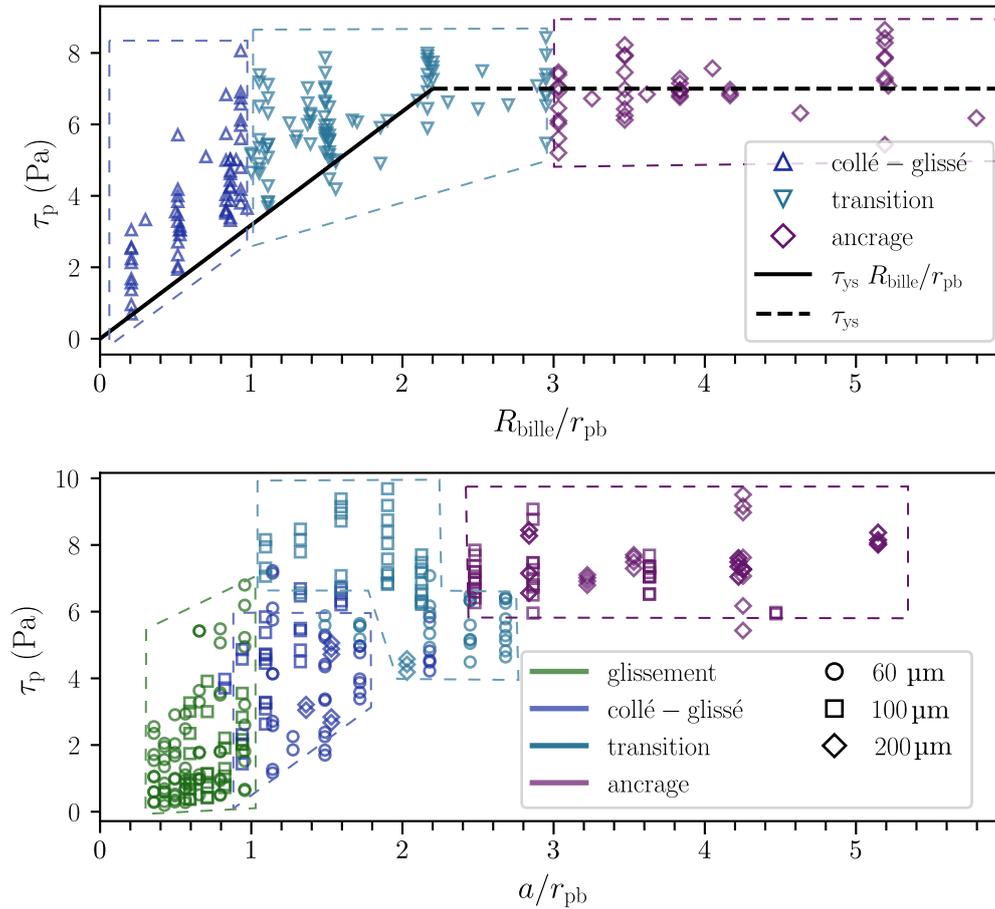


FIGURE 5.4 – Contrainte lors de la pénétration τ_p (Pa) en fonction du paramètre sans dimension $R_{\text{bille}}/r_{\text{pb}}$ en haut, et a/r_{pb} en bas. Les résultats du haut proviennent de l'expérience faite avec les billes par Marchand *et al.* [114] déjà présentées sur d'autres figures. Les couleurs et symboles sont inchangés par rapport aux dernières représentations de ces résultats. En bas, les résultats sont ceux de la figure 5.3 en ajoutant certaines expériences pour lesquelles nous n'avions que la mesure de dépôt et pas de visualisation. Les couleurs continuent de décrire le mode de frottement entre la mousse et la surface rugueuse, de la même manière que sur la figure 5.3 à droite, à l'exception de la *transition 1* qui n'est plus représentée pour ne pas alourdir le graphique.

régime de glissement sont plus faibles que sur les billes, quels que soient la vitesse et a/r_{pb} . Dans le régime de collé-glissé, bien que nous retrouvions une augmentation de contrainte avec a/r_{pb} , la remontée ne se fait pas de façon assez abrupte pour rattraper le minimum de contraintes des surfaces couvertes de billes. Une diminution de la contrainte est alors observée dans ce régime, par rapport aux surfaces couvertes de billes. De plus, une différence entre les contraintes à 60 μm (en ronds) et 100 μm (en carrés) est notable. Le minimum de contrainte pour les ronds étant inférieur à celui des carrés, le paramètre sans dimension ne prend pas en compte tous les effets de la taille du réseau dans le régime de collé-glissé.

En revanche, bien que la remise à l'échelle ne fonctionne plus pour les valeurs de contraintes, il semble que la transition entre le régime de collé-glissé et d'ancrage se trouve bien entre $a/r_{pb} \approx 2 - 3$. Cela est en accord avec l'expérience des billes. Comme la transition se trouve autour de 2 dans les deux cas, il semble que la taille caractéristique, qui était le rayon des billes, est maintenant la longueur d'un plot (ou l'espacement entre deux plots). Comme les billes étaient collées en les déposant, la taille entre deux centres de masse d'une rugosité était typiquement le diamètre. Maintenant, que nous contrôlons les rugosités, la longueur séparant deux positions de rugosités est typiquement $a + b = 2a$. Ceci justifie l'analogie entre les deux nombres sans dimensions. Néanmoins, ces résultats sont obtenus avec trois lames, et en regardant de plus près, la transition n'est pas unique avec ce paramètre a/r_{pb} .

Dans la suite nous analysons chaque lame séparément afin de voir plus précisément l'effet de a à la fois sur les valeurs des contraintes et sur la transition du mode de frottement. Ensuite, nous discutons de l'effet de la vitesse sur ces mêmes contraintes et nous présentons le passage d'un cas de non dépôt au cas de dépôt pour une a/r_{pb} fixe.

5.2 Influence de la taille des texturations

5.2.1 Comparaison de la transition des régimes

Nous venons de voir qu'un comportement globalement ressemblant au cas des billes est retrouvé pour nos surfaces texturées. Ici, nous décrivons plus en détail la transition entre les différents régimes selon la lame étudiée afin de vérifier la pertinence du nombre sans dimension. Pour cela, nous traçons la contrainte τ_p en fonction de a_{pb} avec toutes nos données, en séparant chaque lame, sur la figure 5.5.

Regardons chaque lame séparément, en commençant par celle à 60 μm . La première transition se fait entre le régime de glissement et de collé-glissé, qui se produit pour $a/r_{pb} = 1$. Au-delà, nous retrouvons du collé-glissé sans dépôt jusqu'à $a/r_{pb} = 2,2$ avec une présence de réarrangements pour certaines expériences, qui ne conduisent pas à du

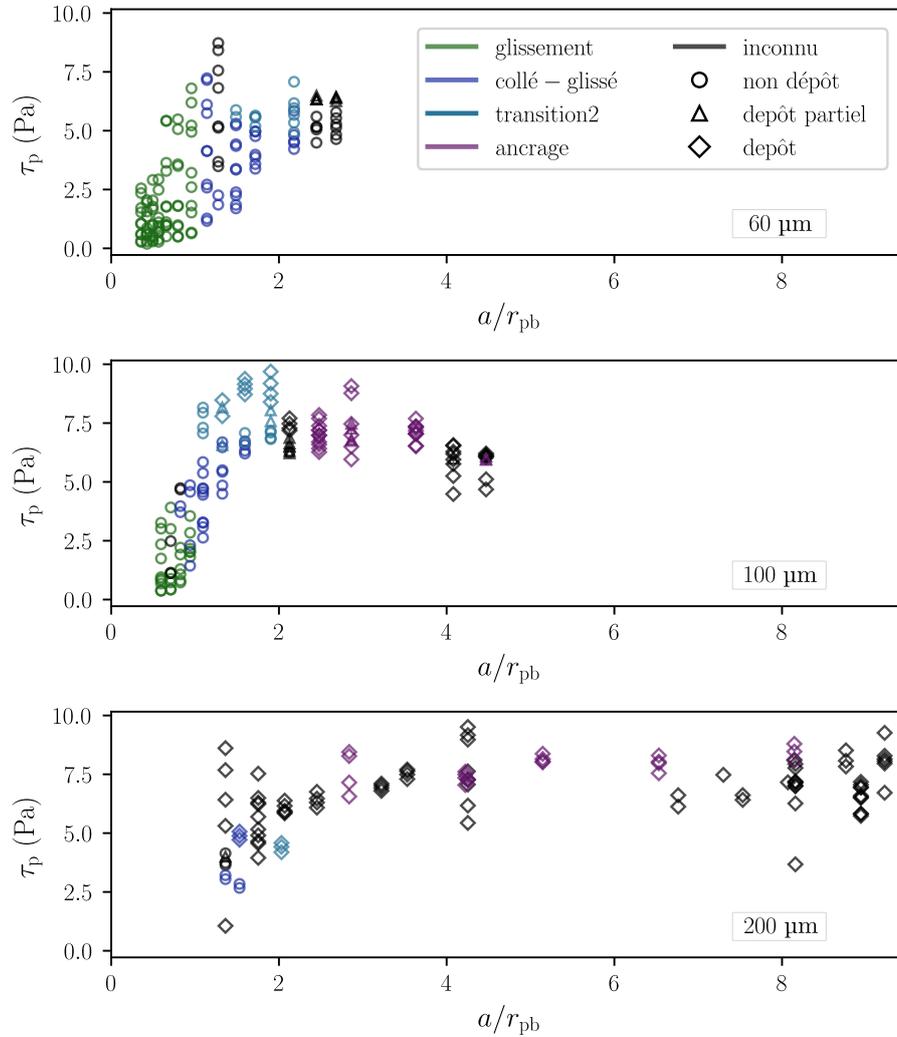


FIGURE 5.5 – Contrainte lors de la pénétration en fonction du paramètre sans dimension a/r_{pb} . Nous séparons les résultats provenant de chacune des lames (60, 100, 200 μm) afin de mieux les comparer. Les visualisations au microscope sont reportées par différentes couleurs. En vert le glissement, en bleu foncé le collé-glissé, en bleu-gris la *transition 2*, en violet l’ancrage, en noir si nous n’avons pas fait la mesure. Les symboles donnent la présence de dépôt, total en losanges et partiel en triangles, ou sans dépôt, en ronds.

dépôt (même partiel). Les deux expériences les plus sèches n'ont pas de visualisation, ce qui nous empêche de conclure sur le mode de frottement. Cependant, comme aucun dépôt n'est observé, nous ne sommes pas dans le régime d'ancrage (voir la discussion au paragraphe 5.1.2). Ainsi, bien que nous ayons des mesures de la *transition 2*, rien ne nous permet de conclure quant à la transition exacte avec l'ancrage. Pour cela, il nous faudrait refaire une cuve nous permettant de faire des mesures jusqu'à $z = 17$ cm ($a/r_{pb} = 4$) afin de rendre la mousse encore plus sèche, ce qui n'a pas pu être fait par manque de temps. La gamme de variation du rayon de la bulle qui atteint jusqu'à $R = 1,4$ mm ne permet pas non plus d'avoir des valeurs de a/r_{pb} assez élevées.

Pour la lame à 100 μm , nous retrouvons une transition entre le régime de glissement et d'ancrage pour $a/r_{pb} = 1$. Au-delà, nous retrouvons le collé-glissé avec du dépôt pour les plus fortes contraintes. La transition avec le régime d'ancrage se fait pour toutes les vitesses dès $a/r_{pb} = 1,9$. Au-delà, nous retrouvons un plateau de contrainte avec de l'ancrage observé à partir de $a/r_{pb} = 2,5$. Comme nous n'avons pas de mesure de visualisation, il est impossible de dire si la transition se produit avant ou non.

Enfin, pour la lame à 200 μm , peu de visualisations ont été faites, ce qui rend la mesure de la transition entre régimes moins précise. De l'ancrage apparaît au plus tôt pour $a/r_{pb} = 3$, et nous observons le régime de transition pour $a/r_{pb} = 2$. Ainsi, le passage au régime d'ancrage doit se faire entre ces deux valeurs, comme c'est le cas pour les autres surfaces. Cependant, du dépôt est observable pour toute une gamme de contraintes. Nous reviendrons sur ce point dans la suite.

Si, maintenant, nous comparons les lames entre elles, nous pouvons dire que le régime d'ancrage est déjà atteint pour la lame à 100 μm tandis que nous n'avons pas encore de dépôt pour la lame à 60 μm . De plus, la lame à 200 μm présente bien plus de cas de dépôts que les autres, quelle que soit la contrainte. Ainsi, le passage à l'ancrage doit se faire autour de $a/r_{pb} \approx 2-3$, mais il nous manque des données pour conclure sur la zone de transition.

La normalisation de a par r_{pb} permet d'avoir une transition unique entre le régime de glissement et de collé-glissé, mais celle avec l'ancrage semble dépendre encore de a . Par ailleurs, cette normalisation ne permet pas de capturer la variation de la contrainte avec la taille de la rugosité.

5.2.2 Comparaison des valeurs des contraintes

Nous venons de voir que chaque lame présente une transition qui n'est pas bien normalisée par le paramètre a/r_{pb} . De plus, les contraintes ne sont plus normalisées. Afin de vérifier cela, nous ne traçons nos résultats pour une vitesse unique $V = 2$ mm/s, qui est la vitesse minimum utilisée expérimentalement, sur la figure 5.6.

En dessous de $a/r_{pb} < 1$, les contraintes de la lame à 60 μm et 100

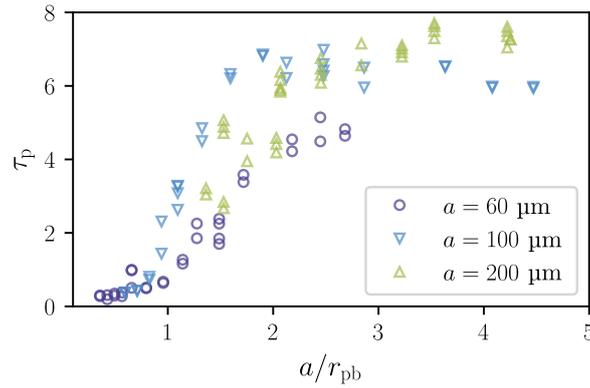


FIGURE 5.6 – Contrainte lors de la pénétration en fonction du paramètre sans dimension a/r_{pb} . Seules les résultats obtenues pour $V = 2$ mm/s sont représentées. Les ronds violets sont les résultats pour la surface à $60 \mu m$, les triangles bleu ciel vers le bas sont les résultats pour la surface à $100 \mu m$, les triangles verts vers le haut sont les résultats pour la surface à $200 \mu m$.

μm se superposent. En revanche, dès le décollement de la contrainte, qui correspond au passage au régime de collé-glissé, nous voyons un écart entre ces résultats allant d'environ 2 ou 3 Pa. De plus, la lame présentant la plus grande rugosité a des contraintes τ_p comprises entre les contraintes provenant des deux autres lames, sauf aux plus grandes valeurs de $a/r_{pb} > 3$. Dans ce cas, les contraintes mesurées pour la lame à $200 \mu m$ repassent au-dessus de celles à $100 \mu m$. Mais en dessous $a/r_{pb} < 3$, il arrive que nous mesurons des contraintes comparables à celles de la lame à $60 \mu m$ et comparables à celles de la lame à $100 \mu m$. Par exemple, en $a/r_{pb} \approx 2,1$ nous avons deux nuages de points pour la lame à $200 \mu m$, toutes choses égales par ailleurs. Le premier nuage se trouve vers $\tau_{p1} \approx 4,5$ Pa, ce qui est proche des valeurs de la lame à $60 \mu m$, alors que le deuxième nuage se trouve vers $\tau_{p2} \approx 6$ Pa, ce qui est similaire aux valeurs de la lame à $100 \mu m$.

Enfin, sans spécifier la visualisation ou le dépôt, nous retrouvons un plateau de contraintes à partir d'un seuil en $a/r_{pb} \approx 2$ pour les lames à 100 et $200 \mu m$. En revanche, pour la lame à $60 \mu m$, nous commençons à atteindre le plateau pour ce a/r_{pb} , ce qui est cohérent avec le fait que nous ne voyons pas encore d'ancrage. La valeur moyenne du plateau est d'environ $\tau_{ys60} \approx 5$ Pa, alors que la valeur moyenne des autres plateaux est identique $\tau_{ys100} = \tau_{ys200} \approx 6 - 7$ Pa, qui supérieur au-dessus. La lame à $60 \mu m$ présente une diminution de frottement comparée aux deux autres. Nous n'avons pas d'explication à ce phénomène, et des expériences supplémentaires pour retrouver le régime d'ancrage et la valeur du plateau de contrainte semblent nécessaires.

Cette dépendance avec a permet de dire que a/r_{pb} n'est plus le paramètre universel décrivant les résultats expérimentaux, ce qui n'était pas le cas avec les surfaces couvertes de billes, où toutes les contraintes

se confondaient à V fixe quel que soit R_{bille} , menant à une valeur unique du plateau.

Nous venons de voir que le paramètre sans dimension a/r_{pb} permet de retrouver la transition entre les régimes sur des valeurs comparables aux billes. Cependant, il manque certaines expériences pour affirmer que la valeur précise de la transition est constante quel que soit a . De plus, ce paramètre ne permet pas d'unifier les contraintes sur une courbe maîtresse, quel que soit a , comme c'était le cas dans de précédentes études. Le fait que l'ordre des points ne respecte pas celui de la taille des rugosités laisse envisager que les différences observées sont du bruit.

5.3 Effet de la vitesse d'entraînement sur la contrainte

Dans cette partie, nous discuterons des effets de vitesse : sur la valeur des contraintes sans dépôt, sur la transition de dépôt, ainsi que dans le régime d'ancrage. Nous montrerons que là encore, a/r_{pb} ne permet pas de décrire l'effet des vitesses.

5.3.1 Régime de collé-glissé

Pour les expériences faites avec des billes, Marchand *et al.* [114] propose une loi dite de bras de levier (voir équation 4.2), déjà présentée dans le chapitre précédent, permettant de combiner les effets à la fois du paramètre sans dimension $R_{\text{bille}}/r_{\text{pb}}$ et de la vitesse V d'extraction.

$$\tau_{\text{collé-glissé}} = \tau_{\text{ys}} \tilde{R} + \tau_{\text{lisse}} (1 - \tilde{R}) \quad (5.1)$$

Nous venons de voir que le nombre sans dimension a/r_{pb} ne permet pas de retrouver les mêmes contraintes entre les lames à 60 et 100 μm pour un V fixe. Ceci empêche la loi proposée d'être validée dans notre cas.

Comme nous n'avons pas de loi universelle pour quantifier les effets de vitesses, nous traçons τ_{p} en fonction de a/r_{pb} sur la figure 5.7 en mettant en valeur chaque vitesse explorée par des couleurs différentes. De la même manière que sur la figure 5.5, chaque lame est séparée en un sous graphique avec les mêmes symboles décrivant la présence de dépôt ou non.

Si nous regardons les résultats provenant des lames à 60 et 100 μm , en dessous de $a/r_{\text{pb}} < 2$, nous voyons clairement l'effet de la vitesse. À un a/r_{pb} fixe, le gradient de couleur est conservé, passant du bleu à faible contrainte au rouge à forte contrainte. Dans cette région, une augmentation de la vitesse s'accompagne toujours d'une augmentation de la contrainte. En revanche, pour $a/r_{\text{pb}} > 2$ (toujours pour ces deux lames), la gamme des contraintes mesurées est limitée par la contrainte seuil, ce qui permet parfois de mesurer une contrainte plus grande pour des vitesses de 10 ou 20 mm/s que pour une vitesse de 30 mm/s.

Cet effet d'indépendance de la contrainte avec la vitesse, dans le régime de transition ou d'ancrage, se voit surtout pour la lame à 200 μm . Dans ce cas, nous voyons surtout le plateau de contrainte avec a/r_{pb} et V , cohérent avec le dépôt observé. En effet, si nous voyons du dépôt, c'est que des événements topologiques ont eu lieu dans la mousse. La contrainte mesurée doit être au moins supérieure ou égale à la contrainte seuil de la mousse, résultant du frottement entre les bulles, qui peut être considérée comme indépendante de la fraction liquide dans le cas des mousses sèches.

5.3.2 Régime d'ancrage

L'objectif de cette partie est de quantifier l'effet de la vitesse d'entraînement V sur la contrainte seuil. Étant donné que dans toutes les expériences présentant du dépôt, il y a nécessairement eu des réarrangements topologiques, nous nous concentrerons sur ces expériences. Cela englobe à la fois le régime d'ancrage et celui de la *transition 2*. Nous vérifierons si cette distinction est nécessaire, ou si les deux cas sont identiques. Comme nous n'avons de valeur précise pour la transition entre le régime d'ancrage et de collé-glissé, nous le placerons à $(a/r_{\text{pb}})_{\text{seuil}} = 2,1$ qui est dans la gamme de transition pour la lame à 100 et 200 μm (voir figure 5.5).

Ainsi, sur la figure 5.8 nous traçons la contrainte τ_p (Pa) en fonction de la vitesse V (mm/s) : à droite les résultats de la lame à 100 μm , et à gauche ceux de la lame à 200 μm . Nous faisons la distinction entre les résultats au-dessus et en dessous du seuil comme expliqué juste avant.

Tout d'abord, nous ne voyons pas d'influence claire de la vitesse V sur les contraintes mesurées, quelle que soit la lame ou le régime de frottement, compte tenu de la dispersion des résultats. Ceci n'invalide pas une description du comportement rhéologique de la mousse par une loi d'Herschel-Bulkley, mais ne permet pas d'assurer que nous puissions utiliser cette description pour notre système. Seule une augmentation de la dispersion des mesures est visible pour la lame à 100 μm . En revanche, nous voyons que les ronds noirs provenant du régime de transition apparaissent à partir de $V = 20$ mm/s. Ceci montre l'impact que peut avoir la vitesse sur la transition de dépôt. Une augmentation de la vitesse peut faire apparaître du dépôt si nous ne sommes pas dans le régime d'ancrage. Notons que presque tous les ronds noirs correspondent à une contrainte $\tau_p > 8$ Pa. Ceci n'est pas le cas pour les croix vertes provenant du régime d'ancrage, où la contrainte est comprise entre 4,5 et 8 Pa (aux plus hautes vitesses). Cette différence n'est pas bien comprise, nous nous attendions à avoir une mesure de la contrainte seuil, quel que soit a/r_{pb} , comme c'est le cas dans le régime d'ancrage. Il semble que la présence de mouvements de collé-glissé pendant la transition s'accompagne d'une augmentation de la contrainte. Si nous mesurons la contrainte seuil τ_{ys} pour ces résultats, en faisant leur moyenne, nous obtenons $\tau_{ys} = 6,8 \pm 0,9$ Pa. L'incertitude est simplement la déviation standard de

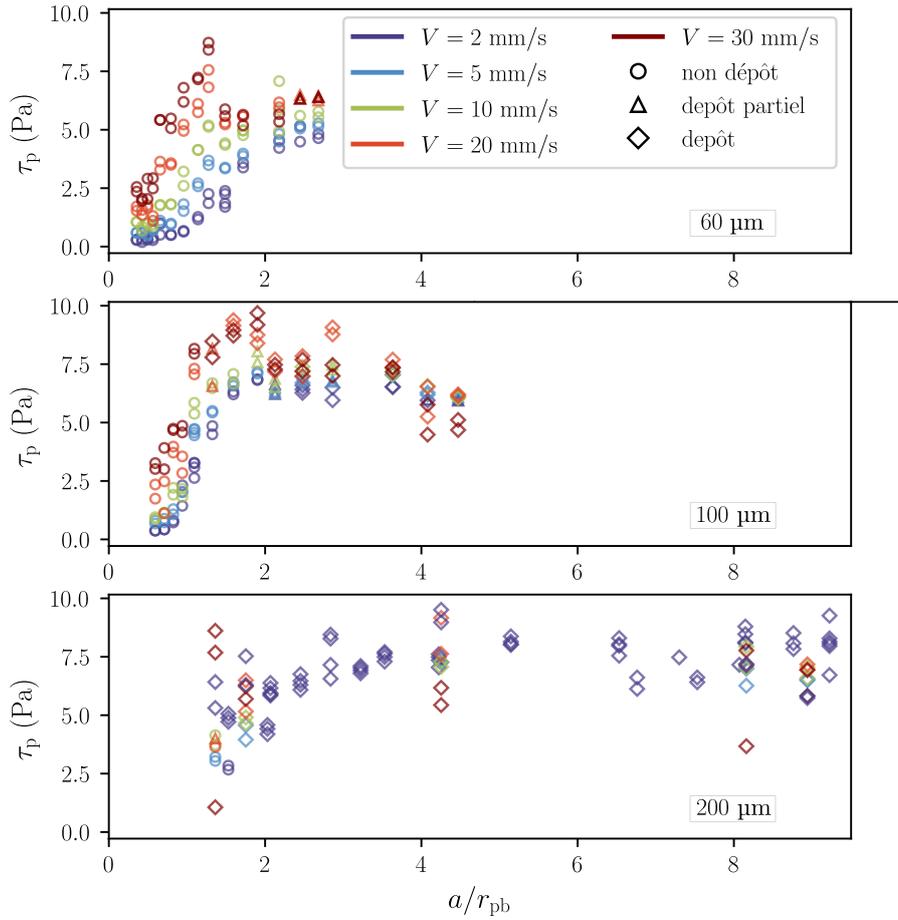


FIGURE 5.7 – Contrainte lors de la pénétration en fonction du paramètre sans dimension a/r_{pb} . Nous séparons les résultats provenant de chacune des lames (60, 100, 200 μm) par graphique afin de mieux les comparer. Les symboles donnent la présence de dépôt, total en losanges et partiel en triangles, ou sans dépôt, en ronds. Les vitesses sont caractérisées par un gradient de couleur qui passe du violet à basse vitesse au rouge à haute vitesse.

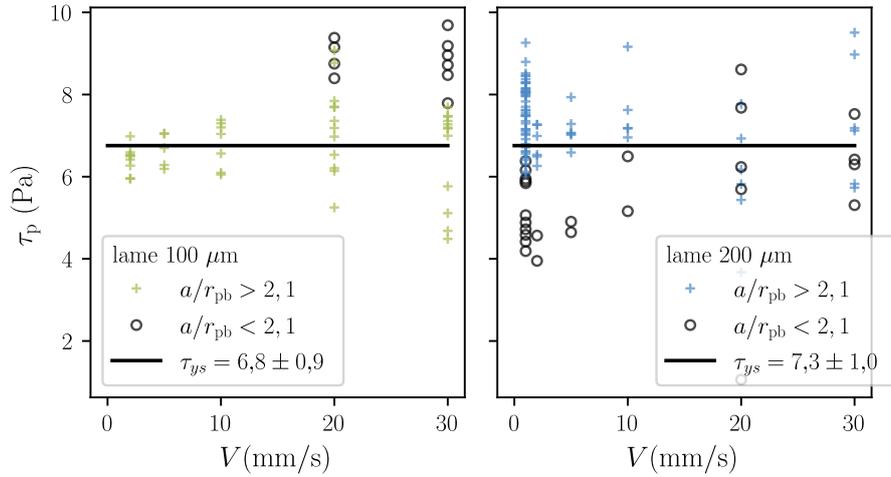


FIGURE 5.8 – Contrainte lors de la pénétration en fonction de la vitesse de l'expérience V . Seules les expériences présentant un dépôt sont présentes. À gauche, les résultats proviennent de la lame à $100\ \mu\text{m}$. Les étoiles vertes correspondent à $a/r_{\text{pb}} > 2,1$ où nous supposons qu'il n'y a que de l'ancrage. Les ronds noirs correspondent à $a/r_{\text{pb}} < 2,1$ où nous supposons qu'il n'y a que de la *transition 2*. À droite, nous traçons les résultats de la lame à $200\ \mu\text{m}$. La même distinction est faite entre les croix bleues et les ronds noirs. Les lignes noires représentent la contrainte seuil τ_{ys} obtenue en moyennant les résultats à $a/r_{\text{pb}} > 2,1$.

ces expériences. Les mesures de contraintes hors du régime d'ancrage sont au-dessus de cette contrainte seuil, même en prenant en compte l'incertitude.

Sur la figure 5.8 à gauche, nous traçons les résultats des expériences de la lame à $200\ \mu\text{m}$, avec la même distinction en a/r_{pb} pour voir si nous retrouvons une mesure de contrainte plus haute dans ce qui devrait être le régime de transition. Cette fois, les ronds noirs présentent une diminution du frottement à basse vitesse, par rapport aux croix bleues qui sont obtenus pour des fractions liquides plus petites. Pour $V \geq 20\ \text{mm/s}$, aucune différence n'est constatée entre les différents jeux de couleurs. La moyenne des contraintes donne la contrainte seuil $\tau_{ys} = 7,3 \pm 1,0\ \text{Pa}$. Cette valeur est cohérente pour les deux lames, ainsi qu'avec l'expérience de Marchand *et al.* où la contrainte seuil était de $\tau_{ys} = 7,0 \pm 0,3\ \text{Pa}$ pour les mêmes tailles de bulles. De plus, elles sont en accord avec la prédiction :

$$\tau_{ys} = K \frac{\gamma}{R} (\varphi_c)^2, \quad (5.2)$$

avec $k = 3,3 \pm 0,5$, en accord avec les valeurs publiées [167, 182].

Finalement, faire la distinction entre les résultats de la transition et de l'ancrage semble nécessaire. Cependant, selon la lame étudiée, l'effet diffère. Pour la lame à $100\ \mu\text{m}$, nous avons une mesure de contrainte plus élevée que la contrainte seuil, alors que c'est l'inverse pour la lame à $200\ \mu\text{m}$.

5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à la contrainte lors de la pénétration de la lame dans la cuve, en nous focalisant sur le régime de collé-glissé et d'ancrage.

Nous utilisons deux méthodes de caractérisation du frottement de la mousse sur la surface texturée. La première consiste à observer le mouvement des bords de Plateau, et des bulles, par microscopie à fluorescence. La seconde consiste à quantifier le dépôt de mousse lorsque la lame sort de la cuve. En plus du mouvement de glissement, de collé-glissé, et d'ancrage, nous avons identifié des zones de transition entre chaque régime. La première consiste en de petits mouvements des bords de Plateau, différent du collé-glissé car le saut ne se fait pas par passage d'un plot à son voisin. La seconde consiste en un mélange de sauts typiques du collé-glissé avec la présence d'évènements T1 typique de l'ancrage.

Comme nous ne faisons pas systématiquement la mesure par visualisation, nous avons comparé ces deux méthodes pour voir si elles présentaient des résultats comparables. Ainsi, dans le régime de glissement, de la première transition, et de collé-glissé, nous ne voyons jamais de dépôt. Autrement dit, si nous ne voyons pas d'évènement T1, nous ne devrions pas voir de dépôt. Dans le régime d'ancrage, nous observons toujours un dépôt. Ce qui s'explique facilement puisque au moins la première rangée de bulles reste en contact avec la lame. Enfin, la deuxième transition peut présenter un dépôt ou non. Aucun critère quantitatif n'a été trouvé pour prédire s'il existe ou non un dépôt en sortie de lame dans ce cas. Cependant, nous avons remarqué que seule les contraintes les plus fortes s'accompagnent de dépôts.

Nous comparons nos résultats à ceux d'expériences similaires faites avec des billes par Marchand *et al.* [114]. Certaines similitudes sont présentes. Dans le régime de collé-glissé, une augmentation de a/r_{pb} ou de V s'accompagne d'une augmentation de la contrainte. Un plateau de contrainte est observé dans le régime d'ancrage, sans effet notable de la vitesse. La zone de transition semble être comparable avec R_{bille}/r_{pb} , avec moins de bruit, si nous prenons a/r_{pb} comme paramètre sans dimension. En revanche, il manque des expériences à la fois en visualisation et en dépôt pour assurer que la transition est la même pour nos trois lames texturées. De plus, a/r_{pb} ne permet pas de superposer les contraintes provenant des différentes lames hors du régime de glissement, contrairement au cas des billes. Nous montrons qu'en fonction de la taille des texturations, la montée de contrainte pendant le régime de collé-glissé diffère. Ceci est vrai pour toutes les vitesses explorées. Il est difficile de conclure qu'il s'agit d'un effet physique mesuré, ou si la reproductibilité n'est pas assez bonne. Cependant, nous avons montré que la longueur de côté de l'empreinte statique dépend de la taille du réseau a . Découpler les longueurs du réseau de plots peut donner une information sur la

mesurabilité de l'effet.

Chapitre 6

Vidange de bulles dans un capillaire

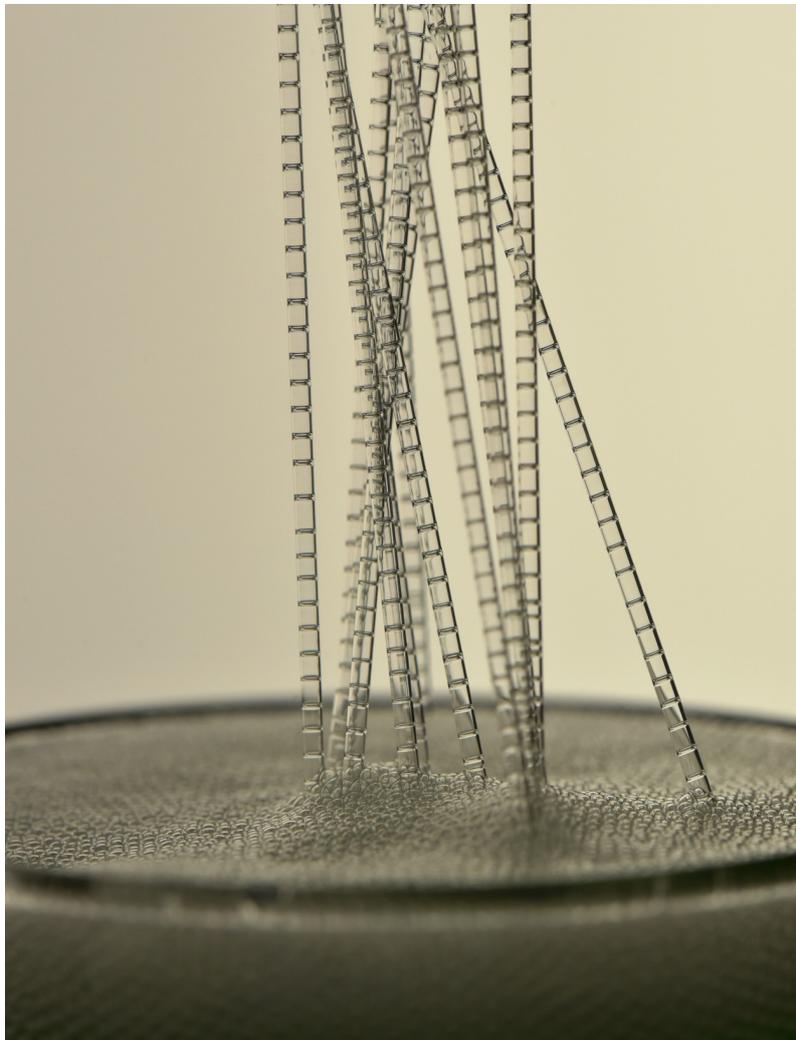


FIGURE 6.1 – Mousse bambou dans des tubes capillaires placés au contact de la surface d'un verre contenant une mousse monodisperse. Le diamètre des tubes est de 1 mm.

Dans les expériences précédentes, nous nous sommes intéressés à la déformation statique et au frottement dynamique d'une mousse avec une

paroi, lisse ou rugueuse. Cependant, nous nous sommes aussi posés la question du frottement sur une lame lisse lorsque les effets de confinement de la mousse jouent un rôle. Dans une première approche, nous menons une expérience où un tube, dont les parois sont lisses, est mis en contact avec une mousse liquide. Nous présenterons ici les résultats expérimentaux et un modèle numérique de la vidange d'une bulle, brique élémentaire de la vidange de la mousse. Ces résultats sont présentés dans un article accepté dans *Soft Matter* [203]

6.1 Contexte

L'entrée spontanée d'un liquide dans des tubes capillaires est un problème bien étudié. La solution d'équilibre de la montée capillaire est la solution bien connue de Jurin. et a été dérivée au XVIII^e siècle [204]. C'est deux siècles plus tard que les travaux pionniers de de Bell, Lucas et Washburn ont permis de comprendre la dynamique de ce problème. Ils ont considéré la dissipation visqueuse dans l'écoulement du liquide entraîné par l'aspiration capillaire [205, 206, 67]. Plus récemment, ce problème a été revisité pour une description plus fine du rôle de l'inertie et de la possibilité d'oscillations interfaciales pour les fluides de viscosité extrêmement faible a été révélée [207, 208]. Ce problème a aussi été entendu au cas des fluides à seuil [209] dont la longueur caractéristique est plus grande que pour les liquides simples. Dans le cas des mousses, cette longueur caractéristique est la taille d'une bulle. En effet, la description d'une mousse comme un fluide à seuil est valable dans la limite où elle est décrite comme un milieu continu. Jusqu'ici la taille du tube est toujours supérieure à la longueur caractéristique du fluide étudié. Pour les mousses liquides, il est possible d'avoir des tubes de rayon supérieur à celui des bulles qui la compose. Ici, nous ne nous intéressons qu'à ce cas particulier.

Les liquides qui envahissent les tubes capillaires ont été également étudiés pour des gouttes. Wang *et al.* ont effectué des simulations numériques sur la pénétration de gouttes dans des capillaires non mouillés [210] qui ont été étudiés expérimentalement par Willmott *et al.* en mettant en évidence l'effet des conditions de mouillage et du rapport entre la taille des gouttes et le tube [211]. Pour les gouttes, la dynamique est dominée par l'inertie et la capillarité, avec une correction notable due aux forces visqueuses [212].

Outre les gouttes, les bulles sont également sujettes au phénomène de vidange en raison de la pression de Laplace, pour laquelle Leidenfrost a écrit des observations dans une monographie intitulée *De aquae communis nonnullis qualitatibus tractatus* publiée en 1756 [213]. Ce Traité des propriétés de l'eau commune contient non seulement un texte sur les gouttes en lévitation, mais aussi une partie moins connue sur les films et les bulles de savon. En particulier, Leidenfrost rapporte des observations

au paragraphe 46 sur la vidange de la bulle lorsqu'elle est placée à l'extrémité d'un tube.

Une autre situation où une dynamique de vidange de bulles est observée a été rapportée récemment par Clerget *et al.* qui a étudié expérimentalement et théoriquement la vidange d'une bulle hémisphérique à travers une surface percée [214]. Le mouvement est entraîné par la pression de Laplace de la bulle limitée par le flux d'air à travers l'orifice et éventuellement par la frottement de la bulle sur la surface.

Dans ce chapitre, nous proposons d'étudier une situation étroitement liée aux observations faites par Leidenfrost : la vidange d'une bulle placée à l'extrémité d'un tube de plus petit diamètre. Une observation attentive révèle que le mouvement d'entrée présente un schéma caractéristique d'accélération-décélération, lorsque la bulle se rétracte. Ce scénario peut être répété en amenant des bulles supplémentaires à l'extrémité du tube ou plus simplement encore en plongeant le tube dans une mousse. L'écoulement successif des bulles conduit à la formation d'une mousse dite de bambou comme le montre la figure 6.1.

Ces observations sont quantifiées et rationalisées par des mesures expérimentales dans lesquelles les bulles sont mises manuellement en contact avec le tube, décrites dans la section 6.2. Un modèle simple pour la dynamique des lamelles de savon formées dans le tube est présenté dans la section 6.3. Ce modèle est résolu tel quel numériquement, et avec quelques approximations analytiquement. Les prédictions obtenues et la validité des approximations sont discutées à la suite des résolutions. La section 6.4 étend ce modèle au cas d'un tube en contact avec une mousse.

6.2 Protocole expérimental et observations qualitatives

Nous préparons une solution savonneuse en diluant un savon à vaisselle commercial (Fairy avec une concentration en tensioactif anionique : 5-15 %) à une concentration de 10 % en poids dans de l'eau pure, comme décrite dans le chapitre 2. La tension superficielle liquide-vapeur est de $\gamma = 24,5 \pm 0,1$ mN/m et la viscosité est de $\mu_\ell = 1,0 \pm 0,2$ mPa·s.

Un tube en verre (Jeulin) de rayon intérieur $a = 3,1$ mm et de longueur $L = 0,75$ m est préalablement mouillé avec la solution savonneuse et maintenu horizontalement. Ensuite, une bulle produite avec une seringue de volume initial contrôlé Ω_{bubble} est placée à une extrémité du tube comme le montre la figure 6.2(a, b). Nous considérons la situation d'un rayon initial R_0 , associé à un volume initial $\Omega_{\text{bubble}} = \frac{4}{3}\pi R_0^3$, plus grand que le rayon du tube a . La bulle se vide dans le tube de telle sorte qu'une lamelle de savon entre dans le tube (figure 6.2(c)). Cette lamelle s'arrête lorsque la bulle est complètement entrée dans le tube (figure 6.2(d)).

Lorsque le mouvement est terminé, une nouvelle bulle de même volume est placée en suivant la même procédure. Une nouvelle lamelle est produite et celle initialement présente dans le tube est poussée vers l'avant. Le

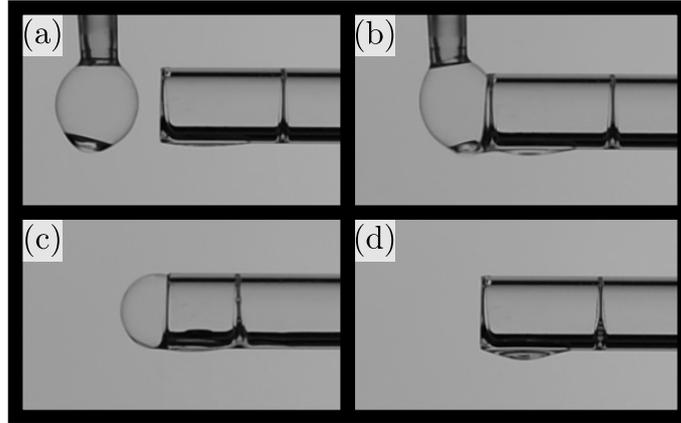


FIGURE 6.2 – (a) À gauche sur l'image, une bulle de savon est fixée à une seringue. Le tube de verre contient déjà une lamelle de savon, apparaissant comme une ligne verticale sombre. La gravité pointe vers le bas de l'image. (b) La bulle commence à se vider dès qu'elle est mise en contact avec le tube. (c) La bulle continue à se rétracter dans le tube et pousse les lamelles jusqu'à ce que la bulle soit entièrement à l'intérieur du tube et comprise entre deux lamelles plates (d).

nombre de Mach, défini comme le rapport entre la vitesse de la lamelle et la vitesse du son dans l'air, est compris entre 10^{-6} et 10^{-5} , ce qui est très inférieur à l'unité. Ainsi, l'écoulement de l'air est, dans une très bonne approximation, incompressible, de sorte que les deux lamelles se déplacent à la même vitesse et que la distance qui les sépare est fixée par la conservation du volume d'air de la bulle initiale.

L'ajout de bulles est répété jusqu'à ce que la plupart du tube soit rempli de lamelles de savon. La dynamique est enregistrée avec une caméra DSLR (Nikon D750 avec un objectif de 50 mm). Nous notons z la position de la lamelle de savon la plus proche de l'entrée du tube. Nous mesurons l'évolution temporelle de cette position en fonction du nombre n de films de savon dans le tube. Dans la figure 6.3, nous traçons la position expérimentale $z(t)$ où la couleur correspond à différentes valeurs de n et pour $R_0/a \simeq 1, 5$.

En raison de la conception de l'expérience, les bulles ont toutes le même volume. Par conséquent, les mêmes positions finales z sont atteintes une fois que les bulles sont totalement à l'intérieur du tube. *A contrario*, le temps nécessaire pour atteindre cette position finale augmente avec le nombre de bulles précédentes – et donc de lamelles de savon contribuant au frottement –. Nous observons deux régimes : le film de savon se déplace avec une légère accélération dans le premier régime et décélère dans un second régime pour atteindre la position finale.

6.3 Modèle de vidange d'une bulle

Nous proposons de rationaliser ces observations à l'aide d'un modèle simple. Ensuite, les prédictions de ce modèle seront comparées quantitativement

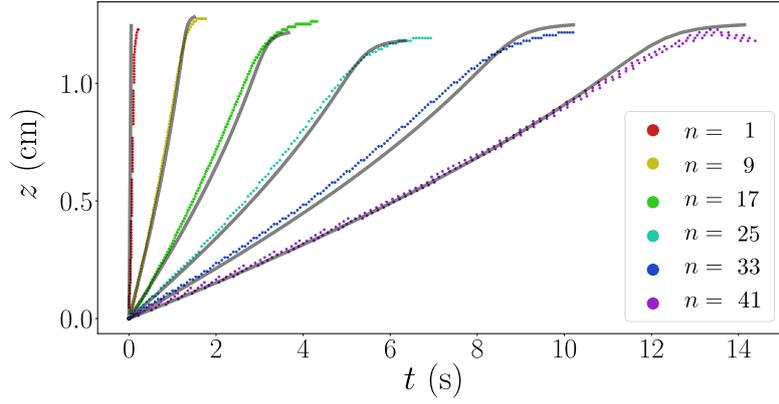


FIGURE 6.3 – Dynamique pour différents nombres n de lamelles de savon dans le tube pour des bulles de volume initial $\Omega_0 = 0,42 \pm 0,03$ mL. Les mesures expérimentales sont représentées par des points colorés et la solution numérique par les lignes noires continues pour $\xi = 32$.

aux expériences.

6.3.1 Conservation du volume

Pendant la dynamique de vidange, la forme de la bulle est modélisée à tout moment comme une portion de sphère, comme le montre la figure 6.4. Initialement, le volume de la bulle peut être décomposé comme suit : $\Omega_{\text{bulle}} = \frac{4}{3}\pi R_0^3 = \Omega_{\text{out}}(t=0) + \Omega_{\text{cap}}(t=0)$ où Ω_{out} est le volume hors du tube et Ω_{cap} est la partie complémentaire dans le tube. Le volume du capuchon est défini comme suit

$$\Omega_{\text{cap}}(t) = \frac{\pi R(t)^3}{3} (1 - \mathcal{G})^2 (2 + \mathcal{G}) \quad (6.1)$$

avec $\mathcal{G}(a, R(t)) = \sqrt{1 - a^2/R(t)^2}$.

D'après des considérations géométriques (Fig. 6.4), l'évolution temporelle du volume $\Omega_{\text{out}}(t)$ à l'extérieur du tube suit deux régimes [215]. Le rayon de courbure de la bulle diminue d'abord jusqu'à $R = a$ au cours d'un premier régime, puis augmente vers une courbure nulle dans un second régime. Nous désignons par t^* le temps de commutation entre les régimes 1 et 2 qui correspond à $R(t^*) = a$. Dans le régime 1, nous avons

$$\Omega_{\text{out}}^{\text{Regime1}}(t) = \frac{4}{3}\pi R(t)^3 - \Omega_{\text{cap}}(t), \quad (6.2)$$

et ensuite, dans le régime 2,

$$\Omega_{\text{out}}^{\text{Regime2}}(t) = \Omega_{\text{cap}}(t). \quad (6.3)$$

Comme la pression de Laplace dans la bulle est négligeable par rapport à la pression atmosphérique, l'expansion de l'air due à la variation de

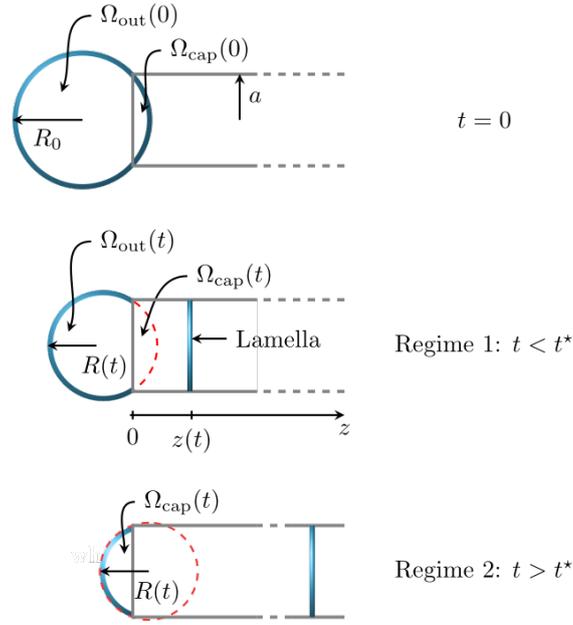


FIGURE 6.4 – Schémas de la bulle se vidangeant dans un tube à $t = 0$, en régime 1, et en régime 2.

pression est également négligeable. Ainsi, la conservation du volume satisfait

$$\Omega_{\text{out}}(t) + z(t)\pi a^2 = \Omega_{\text{out}}(0), \quad (6.4)$$

où $z(t)$ est la position du film de savon avec une origine à l'entrée du tube. La condition initiale est $z(0) = 0$. L'équation 6.4 fournit une relation entre le rayon de la bulle $R(t)$ et la position de la lamelle $z(t)$.

6.3.2 Équilibre des forces

En raison de la courbure de la bulle, la différence de pression entre l'air enfermé et la pression atmosphérique est donnée par la pression de Laplace

$$P_{\text{cap}} = \frac{4\gamma}{R(t)}, \quad (6.5)$$

où $R(t)$ est le rayon de la bulle. Cette pression de Laplace pousse une lamelle dans le tube ou plusieurs lamelles, si certaines étaient initialement présentes.

Le mouvement d'une lamelle est associé à une dissipation de contrainte visqueuse qui écrit [94, 106, 216, 108, 86]

$$\sigma_{\text{film}} = 2\xi \frac{\gamma}{a} \left(\frac{\mu_l \dot{z}}{\gamma} \right)^{2/3}, \quad (6.6)$$

où ξ est un préfacteur variant de manière assez significative avec la géométrie, la quantité de liquide et la physico-chimie des films de savon [108, 86].

Par conséquent, l'équilibre des contraintes entre la pression de Laplace et la dissipation opposée écrit $P_{\text{cap}} = n \sigma_{\text{film}}$ où $n \geq 1$ est le nombre de lamelles.

Nous définissons deux paramètres caractéristiques : la distance de déplacement $z_r = \Omega_{\text{bulle}}/\pi a^2$ et l'échelle de temps $\tau = \mu_\ell z_r \xi^{3/2}/\gamma$. Ensuite, le bilan des contraintes s'écrit sous une forme adimensionnelle

$$\frac{n}{2} \tilde{R} \tilde{z}^{2/3} = 1, \quad (6.7)$$

où $\tilde{R} = R/a$ et $\tilde{z} = \dot{z} \tau / z_r$.

La conservation du volume définie dans l'équation 6.4 devient

$$\tilde{z} = 1 - \frac{\tilde{\Omega}_{\text{out}}(\tilde{t})}{\tilde{\Omega}_{\text{out}}(0)}, \quad (6.8)$$

avec $\tilde{\Omega}_{\text{out}} = \Omega_{\text{out}}/a^3$.

L'équation différentielle 6.7 peut être résolue numériquement avec l'équation 6.8. Nous obtenons la solution $z(t)$ en utilisant la fonction odeint implémentée dans scipy [217], à partir de laquelle nous calculons également la durée du voyage numérique T_{num} . La dynamique résultante $z(t)$ est tracée en noir pour le paramètre ajusté $\xi = 32$ dans la figure 6.3 et 6.8. Pour contourner les petites variations expérimentales du volume expérimental initial, le volume pour la résolution numérique est choisi pour correspondre à chaque expérience qui est déterminée précisément à partir de la position finale z . La solution numérique est en bon accord avec les mesures expérimentales.

6.3.3 Solution analytique approchée

Afin de mieux comprendre l'effet des paramètres physiques, nous dérivons une solution analytique de l'équation 6.7. Pour ce faire, nous faisons deux approximations dont la validité sera vérifiée à la fois par rapport à la solution numérique et aux résultats expérimentaux.

Premièrement, dans le régime 1, nous négligeons la contribution de Ω_{cap} dans l'équation 6.2. Cette approximation s'avère être inférieure à 10 % sur le volume total pour $R/a > 1,25$. De plus, nous supposons que la contribution du régime 2 sur la durée totale de la dynamique est faible. Cette hypothèse devrait également être réaliste pour un rayon initial de la bulle R_0 beaucoup plus grand que le rayon du tube a .

Dans ces conditions, nous avons $\Omega_{\text{out}}(t) \simeq \Omega_{\text{bubble}}(t) = \frac{4}{3}\pi R(t)^3$, ce qui simplifie la conservation du volume de l'équation 6.8 et donne

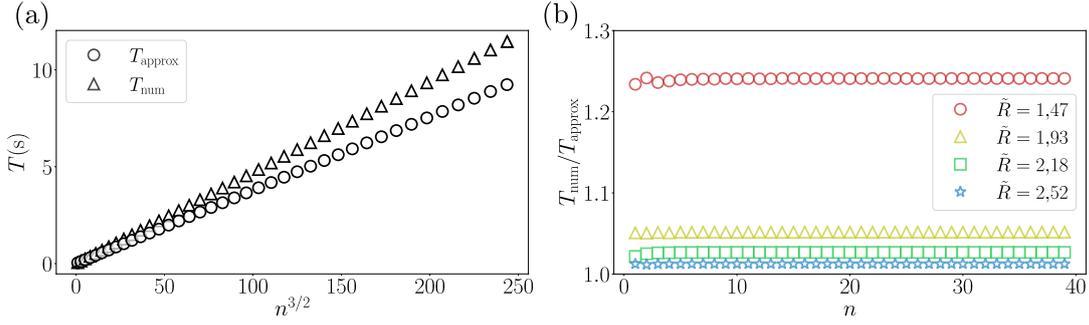


FIGURE 6.5 – (a) A la fois temps numériques T_{num} et approximatifs T_{approx} nécessaires pour qu’une bulle se vide dans le tube pour $R = 1,74$ en fonction du nombre de lamelles n pour $\xi = 32$. (b) Rapport entre ces deux temps pour différents rapports d’aspect R en fonction de n .

$\tilde{z} = 1 - \tilde{R}(\tilde{t})^3/\tilde{R}_0^3$. Ainsi, l’équation différentielle 6.7 se réduit à

$$2^{3/2}\tilde{R}_0^3 = -3n^{3/2}\tilde{R}^{7/2}\tilde{R}, \quad (6.9)$$

ce qui conduit après intégration à $\tilde{R}^{9/2} = \tilde{R}_0^{9/2} - 3\sqrt{2}n^{-3/2}\tilde{R}_0^3\tilde{t}$, avec la condition initiale $\tilde{R}(0) = \tilde{R}_0$.

Dans cette limite, une solution analytique de la dynamique de vidange existe :

$$\tilde{z} = 1 - \left(1 - 3\sqrt{2}\tilde{R}_0^{-3/2}\tilde{t}\right)^{2/3}. \quad (6.10)$$

De même la durée de vidange T_{approx} a une forme analytique qui s’écrit

$$T_{\text{approx}} = \frac{2\sqrt{2}\mu\ell n^{3/2}\xi^{3/2}a}{9\gamma} \left(\frac{R_0}{a}\right)^{9/2}. \quad (6.11)$$

L’équation 6.11 indique que l’échelle de temps prédite évolue avec le nombre de films dans le tube comme $n^{3/2}$ et également pour le rayon sans dimension comme $(R_0/a)^{9/2}$. Par conséquent, nous nous attendons à un effet significatif de ces deux paramètres.

Dans la figure 6.5, nous vérifions la dépendance linéaire en $n^{3/2}$ attendu pour le modèle approximé et montrons que cela est aussi le cas pour le modèle numérique complet. Pour cela nous traçons ces deux temps ainsi que leur rapport en fonction de n pour plusieurs R_0/a . Nous montrons que le rapport des deux est constant avec n . De plus nous voyons que le rapport des temps est plus grand que 1 lorsqu’on augmente le rapport d’aspect.

Cet effet est analysé plus finement dans la figure 6.6 où nous analysons l’impact des approximations en comparant les durées numériques et analytiques. La solution numérique fournit une échelle de temps qui est toujours plus grande que T_{approx} . La dynamique typique $z(t)$ (eq

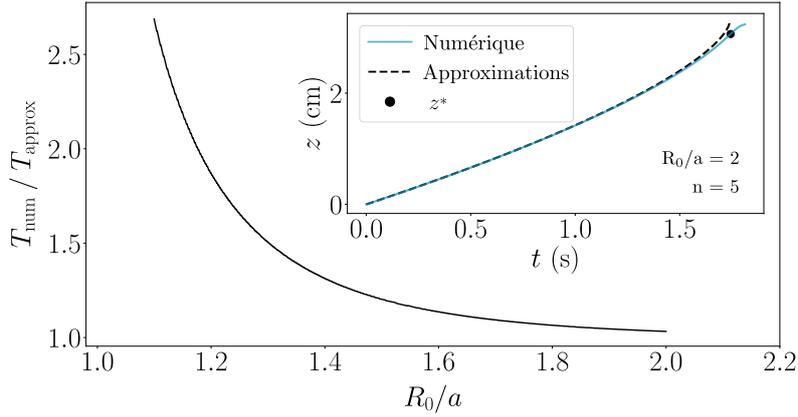


FIGURE 6.6 – Rapport entre la durée du déplacement numérique T_{num} et la durée approximative T_{approx} en fonction de la taille initiale sans dimension de la bulle R_0/a pour $n = 5$ pour $\xi = 32$. Ce rapport est indépendant de n d'après la figure 6.5 (b). Dans l'encart, la position numérique et la position approximative de la lamelle sont tracées en fonction du temps numérique pour $R_0/a = 2$ et $n = 5$. Le point d'inflexion (t^*, z^*) de la courbe obtenue par voie numérique est marqué par un cercle rempli.

6.8 et 6.10) est illustrée dans l'encart de la figure 6.6, où l'on observe que le modèle approché s'arrête près du point d'inflexion (t^*, z^*) de la solution numérique. Ceci est la conséquence directe de l'hypothèse où l'on néglige le deuxième régime : le rayon de courbure diminue jusqu'à 0 durant toute la dynamique, ce qui s'accompagne d'une accélération continue de la dynamique ; au lieu de réaugmenté dans le deuxième régime, ce qui s'accompagne de la décélération visible pour la résolution dynamique. Ainsi, le modèle approximé prédit une durée plus courte que la résolution complète. Néanmoins, nous observons que la durée approximative converge rapidement vers T_{num} lorsque le rayon sans dimension R_0/a augmente. En particulier, la différence devient inférieure à 10 % au-dessus de $R_0/a \approx 1,7$ et est indépendante du nombre de lamelles comme montrer dans la figure 6.5. En conséquence, l'échelle de temps associée à la résolution numérique s'étend également comme $n^{3/2}$.

6.3.4 Discussion

Pour valider le modèle, nous avons répété les expériences décrites dans la section 6.2 pour des tailles de bulles $R_0/a \in [1, 5; 1, 9; 2, 2; 2, 5]$ avec un nombre total de bulles variant entre 20 et 43. La dynamique des positions pour toutes ces expériences est bien ajustée pour $\xi = 32$ sauf pour les premières bulles, comme nous pouvons le voir sur la figure 6.8. Ceci vient du fait que nous retenons la bulle avec la seringue pendant une partie non négligeable de la dynamique, ce qui ralenti la vidange et n'est pas pris en compte par le modèle.

Nous reportons sur la figure 6.7 en haut la durée de vidange T_{exp} de chaque bulle en fonction de notre prédiction issue du modèle approximé.

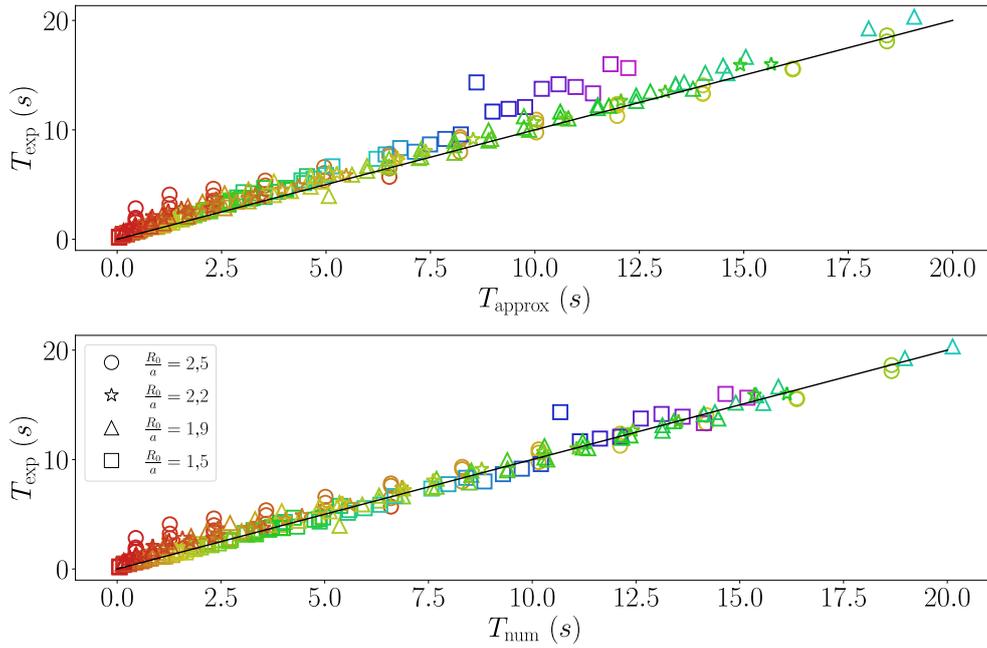


FIGURE 6.7 – Durée expérimentale de vidange T_{exp} d’une bulle en fonction (en haut) de la durée approchée T_{approx} et (en bas) de la prédiction numérique T_{num} pour $\xi = 32$. La ligne noire pleine représente l’égalité entre les axes. Chaque point correspond à une bulle, les différents symboles indique le rapport d’aspect, et la couleur indique le nombre de lamelles dans le tube de $n = 1$ à $n = 43$.

Notre modèle, représenté par la ligne noire, sous-estime légèrement la plupart des résultats, en particulier les premières bulles (en rouge) et les dernières pour le plus petit rapport d’aspect (en violet). En dessous, nous reportons T_{exp} en fonction du temps de vidange numérique T_{num} , ici les points violets tombent sur la courbe alors que les premières bulles rouges restent au-dessus de la courbe.

Les premières bulles ont un T_{exp} comparable au temps nécessaire pour mettre la bulle en contact avec le tube. Ainsi, une partie significative de la dynamique n’est pas capturée par le modèle car les conditions initiales ne correspondent pas aux conditions expérimentales. Cela conduit à un T_{exp} plus grand que le T_{approx} et le T_{num} . De plus, pour les expériences à $R_0/a = 1,5$ en carré, nous avons 20 % de divergence entre les solutions numériques et approximatives, contre moins de 5 % pour les autres expériences. Dans la figure 6.7, les points violets proviennent de ces expériences, ce qui explique pourquoi ces mesures sont davantage sous-estimées par le modèle que les autres.

Dans la partie inférieure de la figure 6.7 nous montrons la comparaison avec la prédiction numérique, qui est encore plus satisfaisante, en particulier pour les points rouges et violets, ce qui confirme notre argumentation. Néanmoins, la prédiction analytique estime correctement la tendance et les échelles de temps de vidange.

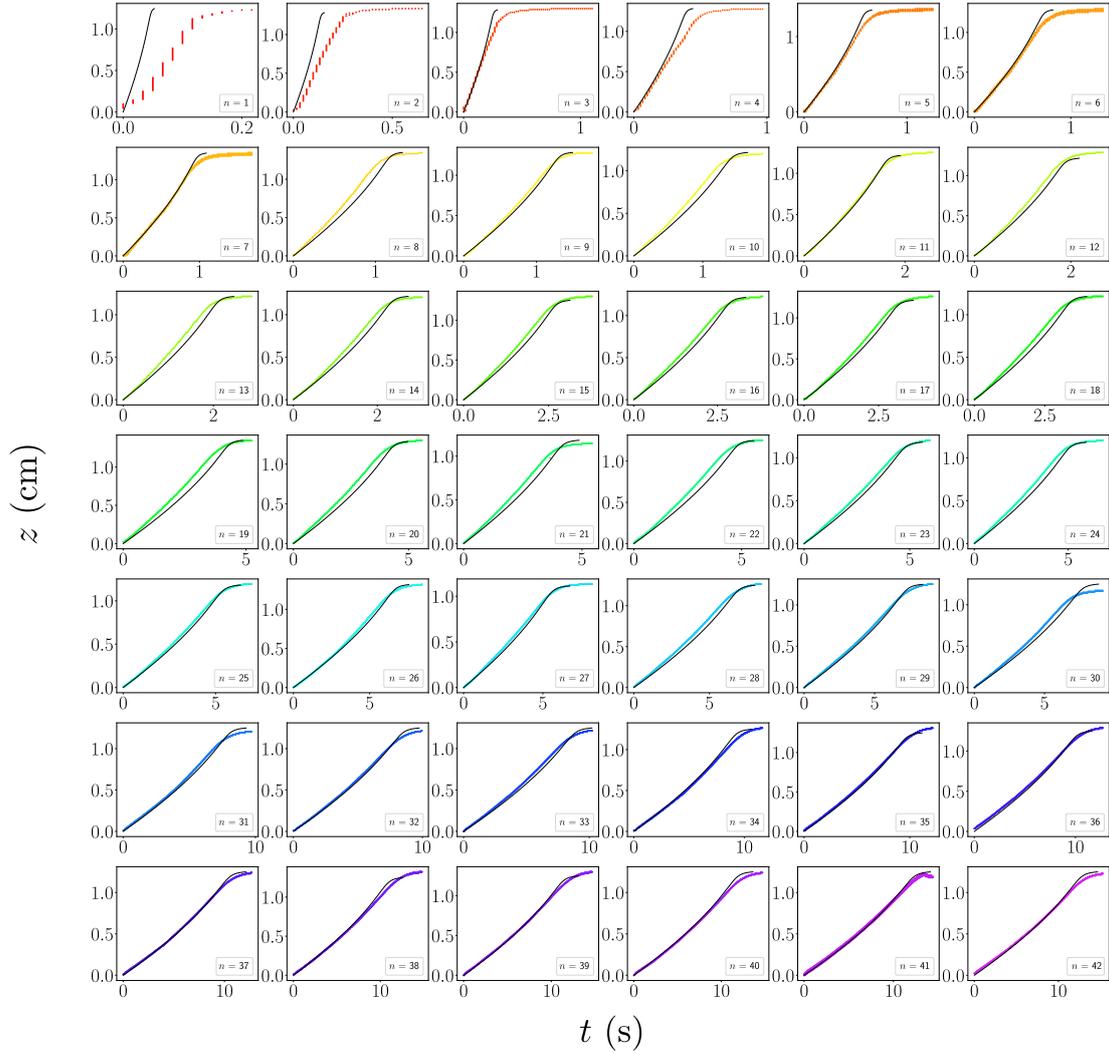


FIGURE 6.8 – Dynamique pour différents nombres n de lamelles de savon dans le tube pour des bulles de volume initial $\Omega_0 = 0,42 \pm 0,03$ mL. Chaque subplot présente la vidange d'une bulle ou les points en couleur sont expérimentaux alors que le modèle est en noir. Ceci représente une expérience dont toutes les dynamiques sont capturées pour $\xi = 32$.

6.4 Application aux mousses

Le modèle décrit ci-dessus prédit la dynamique de vidange de bulles mises en contact avec un tube les unes après les autres. La présente section discute d'une adaptation de ce modèle pour le cas spécifique d'un tube en contact avec une mousse liquide.

On utilise le même tube que précédemment, placé horizontalement au-dessus d'un réservoir partiellement rempli de la même solution savonneuse que celle décrite dans la section 6.2. Une mousse liquide est produite en soufflant de l'air à travers un tube muni d'un régulateur de pression (OF1, Elveflow, France).

Pendant la production de la mousse, nous observons que quelques films de savon entrent dans le tube. En raison de la méthode de production de la mousse, celle-ci est légèrement polydisperse avec un rayon de bulle typique de $R_0 = 4,2 \pm 0,3$ mm, ce qui entraîne des variations de l'espacement entre les lamelles comme le montre la figure 6.9(a). Le graphique principal de la figure 6.9(b) représente la dynamique de la première lamelle z_{front} dans le tube. Sur ce graphique, chaque plateau correspond à la fin de l'entrée d'une nouvelle bulle. Il apparaît que les premières lamelles entrent dans le tube en quelques secondes alors que l'ordre de grandeur approche les dizaines de secondes pour les dernières bulles enregistrées. Ceci démontre que le mouvement ralentit lorsque le nombre de films augmente.

Pour une mousse liquide, la pression au sein d'une bulle est fixée par le rayon de bord de Plateau, qui peut être approximé comme $r_{\text{pb}} = R\sqrt{\varphi_\ell/0,33}$ pour les mousses sèches où φ_ℓ est la fraction liquide de la mousse estimée à partir de la hauteur de la mousse [194, 218]. Dans nos expériences, $\varphi_\ell = 0,33 \pm 0,07$ % .

Cette fraction liquide est déterminée à partir de la hauteur de la mousse (voir Eq. (3.89) dans [218]).

Pour les mousses, la pression de Laplace est $P_{\text{cap}}(t) = \gamma\sqrt{0,33}/(\sqrt{\varphi_\ell} R(t))$ [194]. Comme dans la section 6.3, nous pouvons dériver l'équation différentielle :

$$n\tilde{R}\tilde{z}^{2/3} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{0,33}{\varphi_\ell}}. \quad (6.12)$$

En suivant les hypothèses faites dans la section 6.3.3, nous obtenons la durée de vidange de chaque bulle :

$$T_{\text{foam}} = \frac{2^{9/2}}{9}n^{3/2} \left(\frac{\varphi_\ell}{0,33}\right)^{3/4} \frac{\mu_\ell \xi^{3/2} a}{\gamma} \left(\frac{R_0}{a}\right)^{9/2}. \quad (6.13)$$

La variation avec le nombre de films de savon n et la taille de bulle sans dimension R_0/a reste la même que dans l'expérience de la bulle individuelle.

Les solutions de l'équation 6.12 sont représentées dans le graphique principal de la figure 6.9(b) pour une série de valeurs n . Encore une fois, le modèle est capable de rendre particulièrement bien la dynamique pour chaque bulle et le ralentissement de la dynamique dû à l'augmentation de la force de frottement. L'expérience est répétée quatre fois pour assurer la reproductibilité et nous avons tracé la durée expérimentale en fonction de l'expression analytique T_{foam} de l'équation 6.13. Cette solution approximative montre également un bon accord avec nos mesures expérimentales.

Nous pouvons voir un bon accord avec le modèle dérivé pour les mousses. Notez que cet accord nécessite une valeur d'ajustement de ξ égale à 550 au lieu de 32 pour les bulles simples. Néanmoins, il n'y a aucune raison de s'attendre à une valeur identique dans les deux situations [108, 86]. En particulier, la quantité de liquide dans les lamelles est très différente de la quantité dans les expériences de bulles, comme on peut l'observer qualitativement en comparant la figure 6.2(a) et 6.9.

Dans le cas des mousses, le paramètre ξ obtenu est $\xi = 550$ alors que pour les bulles simples les observations étaient bien ajustées avec $\xi = 32$. Ceci illustre parfaitement la dépendance du frottement des films liquides à la quantité de liquide présente dans les lamelles, comme le montre la comparaison des photographies des figures 6.2 et 6.9. La dépendance de ce préfacteur numérique avec la fraction liquide a été étudié par Emile *et al.* [105]. Il n'est pas possible d'utiliser leur travail pour estimer notre préfacteur numérique? Néanmoins, nos résultats indiquent que nous pouvons expliquer la dynamique de vidange pour les deux expériences avec les mêmes ingrédients physiques.

6.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié le vidage d'une bulle placée à l'extrémité d'un tube, et par extension, la pénétration d'une mousse dans un tube capillaire. Nous avons montré que la pression de Laplace de la bulle est responsable de ce mouvement et pousse un film de savon dans le tube. Ce mouvement du film dissipe de l'énergie à travers la viscosité du liquide avec un comportement de type Bretherton. Le modèle proposé, équilibrant ces deux forces et résolu numériquement, décrit avec succès la dynamique de ce système. Sous certaines hypothèses supplémentaires, nous avons obtenu une prédiction analytique de la durée de vidange qui s'échelonne avec le rayon initial de la bulle comme $R_0^{9/2}$ et avec le nombre de films de savon comme $n^{3/2}$. Une modélisation analogue permet de capturer le comportement des bulles de mousse entrant dans un tube. Les modèles sont testés avec un paramètre d'ajustement ξ , un préfacteur de la force de frottement visqueuse, dont l'origine physique reste à élucider dans des études futures. Refaire ce type d'expérience avec une mesure de la fraction liquide au sein du tube, par conductimétrie

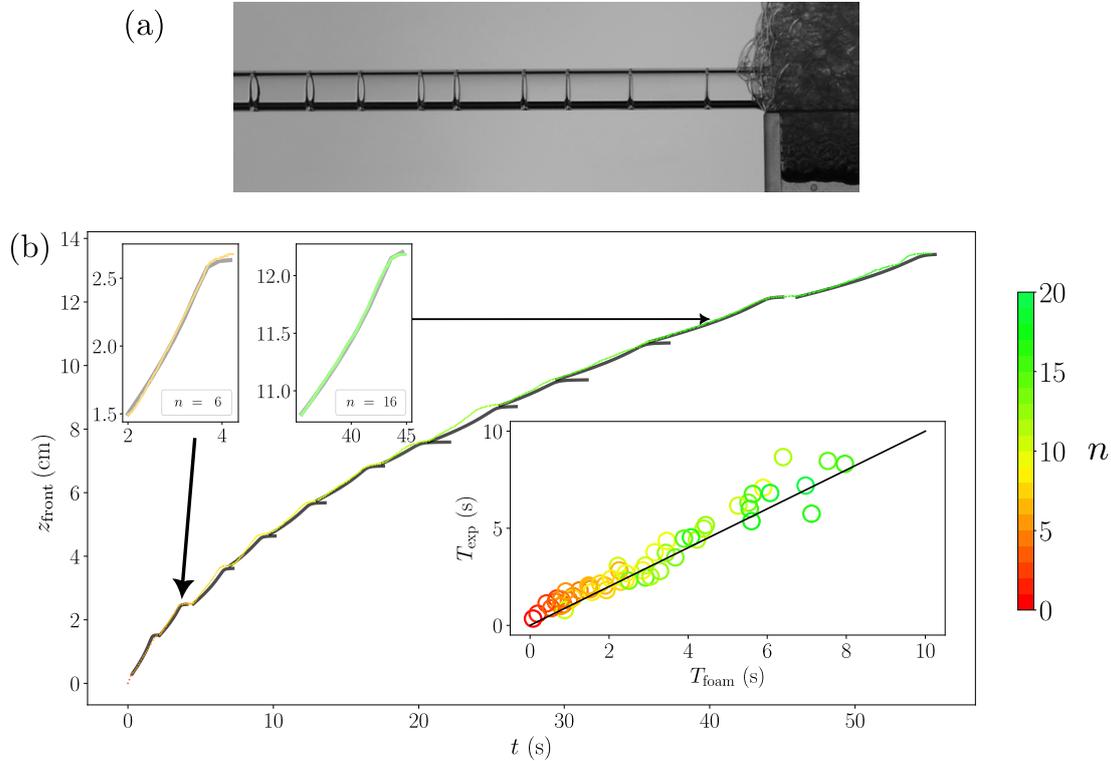


FIGURE 6.9 – (a) Image du dispositif expérimental pour le cas de la mousse. Un tube de rayon intérieur $a = 3,1$ mm est placé en contact avec le côté d’une mousse quasi-monodisperse (en haut à droite de l’image) créée en soufflant de l’air à travers un bain de savon (en bas à droite de l’image). La mousse est générée tout au long de l’expérience, de sorte que de nouvelles bulles atteignent le tube à tout moment. Certaines de ces bulles entrent dans le tube et forment une succession de lamelles, apparaissant comme des lignes verticales sur la photographie. (b) Position des premières lamelles z_{front} en fonction du temps écoulé depuis le contact entre le tube et la mousse t . La courbe noire représente les résultats expérimentaux et les solutions numériques sont en couleur. Les différentes couleurs correspondent au nombre de lamelles n dans le tube au moment correspondant. Les deux encarts de gauche sont des gros plans de la dynamique pour les 6ème et 16ème lamelles. L’encart de droite représente le temps de vidange mesuré T_{exp} en fonction du temps prédit par la solution numérique du modèle de mousse T_{foam} et les couleurs ont la même signification que dans le graphique principal. Dans cet encart, la ligne noire continue représente l’égalité entre le modèle et l’expérience. Le modèle est ajusté aux résultats expérimentaux avec un préfacteur $\xi = 550$ pour tous les ensembles de résultats.

6.5. CONCLUSION

par exemple, permettrait de vérifier la dépendance de la force visqueuse.

Conclusion générale

Lors du travail de thèse présenté dans ce tapuscrit, nous voulions comprendre comment déformer une mousse en contact statique ou en frottement dynamique avec une paroi.

La première expérience que nous avons menée se fait en statique et permet de comprendre comment une surface texturée d'un réseau de rugosités cubiques, appelées plots, peut déformer ou non la première rangée de bulles de la mousse en contact avec elle. En générant la mousse dans une cuve dont une surface est texturée, nous regardons l'empreinte des bulles en contact avec les plots, grâce à un microscope à fluorescence. Nous montrons l'existence de deux types d'empreinte des bulles en faisant varier trois paramètres, la longueur typique des texturations, la taille des bulles, et la fraction liquide de la mousse. Le premier type est identique au contact d'une mousse sur une paroi lisse, nous la qualifions de non déformée. Le deuxième type présente des déformations en zigzag le long des plots, nous le qualifions de déformé ou facetté. Nous caractérisons ces deux morphologies visuellement, en plus de mesurer le nombre de côtés et leurs longueurs, pour chaque empreinte de bulles. Nous montrons qu'un unique nombre sans dimension, fonction des trois paramètres, permet de décrire si l'empreinte est déformée ou non. La présence de plots ne suffit pas à déformer l'empreinte des bulles, il faut que la taille caractéristique des plots, a , soit supérieure au rayon de courbure des bords de Plateau, r_{pb} . Nous attribuons cette transition à la succion du liquide entre les plots par la mousse en contact. Si les plots ne déforment pas les bulles, nous retrouvons un comportement identique au cas d'une surface lisse, déjà étudié dans la littérature. Le nombre de côtes est alors piqué autour de $N = 6$ par respect des lois de Plateau. Chaque côté est en réalité un pseudo-bord de Plateau non déformé, dont la longueur est typiquement $P_{cote} = 1/6P_{tot}$ car nous avons une mousse monodisperse. En revanche, lorsque nous sommes au-dessus du seuil décrit plus haut, la présence des plots se fait sentir et chaque pseudo-bord de Plateau est déformé pour former une suite de segments reliant deux pseudo-vertex. Chaque segment compte pour un côté, ce qui s'accompagne par une augmentation du nombre de côtés N par rapport au cas non déformé. Toutes les bulles présentent plus de 8 côtés minimum, avec une moyenne autour de 18 côtés. Nous mettons en évidence plusieurs longueurs caractéristiques pour les côtés. Premièrement, la longueur de côtés est un multiple pair du pas du réseau

a , car les bifurcations entre deux côtés se font sur un plot. Deuxièmement, la longueur d'un côté n'excède pas $P_{\text{cote}} = 1/6P_{\text{tot}}$, car chaque côté résulte d'une déformation d'un pseudo-bord de Plateau, il ne peut y avoir de côté plus grand qu'un pseudo-bord de Plateau. Enfin, un autre pic ressort de la distribution des longueurs de côtés. Celui-ci est trouvé pour $P_{\text{cote}} = 2\sqrt{2}a$, et traduit les côtés qui passent d'un plot à leur voisin diagonal. **Les bulles en contact statique sont déformées par la texturation si $a/r_{\text{pb}} > 1$, le pseudo bord de Plateau forment des zigzags dont la longueur de chaque segment est un multiple de $2a$**

Maintenant que nous comprenons la déformation statique, nous faisons une expérience en dynamique pour caractériser le frottement entre la mousse liquide et une surface texturée. Nous verrons comment appliquer ce que nous venons de comprendre en statique à la dynamique. Nous utilisons le même dispositif expérimental pour générer une mousse monodisperse. La surface rugueuse est maintenant placée en dehors de la cuve de mousse sur un capteur de force. En la plongeant dans cette cuve, à vitesse contrôlée, nous pouvons caractériser le régime de frottement en fonction de la taille des rugosités a , du rayon de courbure des bords de Plateau de la mousse r_{pb} et de la vitesse V . Nous couplons ces mesures de forces (ou plutôt de contraintes) avec des visualisations au microscope à fluorescence du mouvement des bords de Plateau. Nous trouvons trois régimes déjà décrits dans la littérature. Le glissement, où les bords de Plateau avancent sur la surface sans se déformer. Le collé-glissé, où les bords de Plateau restent accrochés à la surface, se déformant élastiquement, avant de revenir à leur position d'équilibre. L'ancrage, où les bords de Plateau en contact avec la surface y restent accrochés tout au long de l'expérience. La mousse commence à se déformer élastiquement avant que des événements plastiques ne se produisent.

Nous commençons par décrire le régime de glissement. Celui-ci était uniquement observé pour les surfaces lisses jusqu'ici. Nous montrons que la prédiction théorique de la contrainte en accord avec les précédentes études. Nous montrons que l'utilisation de verre ou de PDMS pour ces surfaces ne présente pas d'impact notable. Seule une augmentation de la dispersion de la mesure est constatée avec du PDMS. Ceci vient principalement de la méthode de calcul, qui induit une erreur non systématique en soustrayant une valeur théorique plutôt qu'une vraie mesure expérimentale, à laquelle il est impossible d'accéder. En revanche, un nouveau cas est découvert avec cette expérience. Bien que la surface soit recouverte de plots, un mouvement de glissement des bords de Plateau est observé. Il s'accompagne d'une réduction de la contrainte mesurée, nous le qualifierons de superglissement. Cela est vrai jusqu'à une valeur du nombre sans dimension $a/r_{\text{pb}} = 1$. Ceci est vérifié pour 2 valeurs de a et plusieurs valeurs de r_{pb} . Cette transition correspond à la transition du facetage des empreintes. Ces résultats sont uniques aux texturations bien contrôlées, et nous rappellent les surfaces SLIPS à la différence qu'aucun lubrifiant

n'est nécessaire pour obtenir cette réduction de frottement. C'est le liquide de la mousse qui vient imbiber la texturation et permettre à la mousse de glisser dessus. Nous proposons d'appeler ces surfaces autolubrifiantes par analogie (\ll Self SLIPS \gg en anglais). Elles présentent l'avantage de ne pas avoir de lubrifiant pour polluer la mousse. Ceci nous permet de faire le lien entre la déformation statique et le frottement dynamique, car la transition du régime de frottement est identique à celle de la déformation de l'empreinte. De plus, ce régime s'accompagne d'une baisse de la mesure de contrainte par rapport aux surfaces lisses, toutes choses égales par ailleurs. Un plateau de contrainte est mesuré en fixant V et en faisant varier a/r_{pb} . Le décollement de ce plateau se fait à une valeur seuil de ce paramètre sans dimension. Cette valeur dépend de la vitesse, mais la modélisation reste à effectuer. Nous avons fait varier la hauteur des plots, laissant les autres paramètres du réseau identiques à ceux de notre plus petite lame aux plots cubiques. Nous faisons varier la vitesse V à a/r_{pb} fixe, ceci afin de voir un effet de la hauteur et de la vitesse sur la réduction du frottement. Pour les quatre hauteurs explorées, nous retrouvons une réduction du frottement si la hauteur est strictement supérieure au minimum exploré $h = 10 \mu\text{m}$. En dessous, ou à cette hauteur, nous retrouvons une contrainte similaire au PDMS lisse, sans effet de la vitesse. Au-dessus, nous trouvons une diminution d'environ 30 % de la contrainte, sans effet notable de la vitesse par rapport aux surfaces lisses. **Nous venons de montrer que le contrôle de la rugosité permet un superglissement des surfaces autolubrifiantes tant que $a/r_{pb} < 1$ et $h > 10 \mu\text{m}$.**

En dehors de ce régime, nous voulons comprendre comment les rugosités peuvent supprimer le glissement apparent de la mousse, et comment il est possible d'avoir une enduction de mousse sur la surface. Pour cela, nous avons étudié les deux autres régimes, ainsi que leur transition. Nous avons confronté la mesure par microscope à fluorescence avec la mesure de dépôt de mousse sur la lame, une fois extraite de la mousse. Nous montrons que le régime de collé-glissé n'aboutit jamais sur un dépôt et que celui d'ancrage n'aboutit jamais sur une absence de dépôt. Nous ne voyons l'enduction de la mousse que si des événements topologiques sont vus au microscope. Tout se joue dans la transition où à la fois des événements de collé-glissé et de réarrangements se produisent. Cette transition est atteinte à la fois par des effets de vitesse, à r_{pb} constant, mais aussi par des effets de a . De plus, nous montrons que les contraintes mesurées, dans le régime de collé-glissé, augmentent avec la vitesse, mais que cet effet n'est pas décrit par le paramètre a/r_{pb} . Ceci suggère que ce paramètre ne décrit plus correctement ce régime, bien que la transition avec le régime d'ancrage soit compatible avec la littérature. Il semble qu'avoir $a/r_{pb} > 2,5$ impose le piégeage de la mousse. Il faudrait plus de données pour confirmer la précision de cette valeur et son unicité quel que soit a . Le développement d'un modèle pour prendre en compte les valeurs des contraintes mesurées, à la fois pour les vitesses

et les longueurs de réseau explorées, reste à faire. Enfin, étant donné le bruit sur la répétition des mesures, il est nécessaire de faire plus de campagne de mesures. **Nous montrons qu'un dépôt de mousse s'accompagne d'observations d'évènements topologiques et que les contraintes ne sont plus décrites par un unique paramètre sans dimension a/r_{pb} .**

Enfin, nous avons mis en place une autre expérience dont le but est de placer un tube en contact d'une mousse. La taille du tube est choisie, de manière à ce que le rayon des bulles de la mousse soit plus grand que le rayon du capillaire. De cette manière, le confinement de la mousse joue un rôle majeur par rapport aux cas précédents. Les expériences montrent que la mousse se vide dans le capillaire pour y former une mousse bambou. Ainsi, chaque bulle se vide entièrement avant que la suivante ne commence. La vidange est décomposée en un pas élémentaire qu'est la vidange d'une bulle. Nous faisons des expériences où une bulle unique est mis en contact avec l'entrée du tube, avant de se vider dedans. Un modèle est proposé, équilibrant la pression de Laplace dans la bulle avec la dissipation visqueuse d'un film de savon sur une paroi lisse. Nous montrons que dans le cadre de certaines hypothèses, notre modèle possède une solution analytique assez proche de la résolution numérique (moins de 10% près pour les paramètres étudiés). Ces résolutions permettent à la fois de décrire la dynamique et le temps de vidange avec un seul paramètre ajustable pour nos résultats. Ce modèle est applicable aux mousses avec un autre préfacteur numérique. Ceci est attribué à un effet de la fraction liquide qui peut jouer sur le frottement visqueux. **Ainsi, nous avons développé un modèle analytique et numérique pour décrire la dynamique de vidange des bulles, seules ou dans une mousse, avec un paramètre ajustable qui dépend de la fraction liquide des lamelles.** Nous ne pouvons pas pousser plus loin le lien entre la fraction liquide et la force de frottement, notamment car l'expérience n'est pas la plus adaptée. En effet, nous ne connaissons pas précisément la quantité de liquide dans les lamelles qui joue un rôle non négligeable sur la force de frottement visqueuse. Si c'était le cas, nos expériences pourraient donner une mesure de la force visqueuse simplement par mesure du temps de vidange des bulles.

Cette étude montre que le contrôle des rugosités ne permet plus de décrire la contrainte s'appliquant entre la surface texturée et la mousse par un unique paramètre sans dimension du problème. Cependant, elle fait émerger un nouveau comportement semblable au glissement sur une surface lisse avec une réduction du frottement. Un critère d'existence sur les géométries de la texturation et de la mousse est trouvé. Ce nouvel état permet d'utiliser la mousse dans de nombreux domaines, à l'instar des SLIPS, sans avoir un lubrifiant pouvant polluer la mousse. Faire varier l'organisation du réseau pour avoir un réseau polyédrale pourrait faire apparaître de nouveaux résultats intéressants. Comment

se comporterait l’empreinte des bulles sur un réseau hexagonal, qui est la forme privilégiée sur une surface lisse par les bulles ? Quel en serait l’impact sur la dynamique ? Les aspects de confinements des mousses peuvent aussi être intéressants à étudier. Nous avons vu que les bulles de la mousse se vident dans un milieu confiné par pression de Laplace, que se passerait-il si les surfaces présentaient des texturations ? Si nous piégeons la mousse entre deux surfaces, comme dans un rhéomètre, avec des texturations différentes pour les deux surfaces, quelles propriétés de volumes peuvent être sondées ? Enfin, les mousses s’inscrivent dans le cadre plus général des fluides à seuil, le même type d’étude sur d’autres fluides (comme les émulsions) donnerait-elle un comportement similaire ?

Bibliographie

- [1] C.L Navier. Mémoire sur les lois du mouvement des fluides. *Imprimerie royale*, pages 389—440, 1827.
- [2] S. Goldstein. Fluid mechanics in the first half of this century. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1(1) :1–29, 1969.
- [3] C. Neto, D. R. Evans, E. Bonaccorso, H. J. Butt, and V. S. J. Craig. Boundary slip in Newtonian liquids : a review of experimental studies. *Reports on Progress in Physics*, 68(12) :2859–2897, 2005.
- [4] N.V Churaev, V.D Sobolev, and A.N Somov. Slippage of liquids over lyophobic solid surfaces. *Journal of Colloid and Interface Science*, 97(2) :574–581, 1984.
- [5] D. Chan and R. Horn. The drainage of thin liquid films between solid surfaces. *The Journal of Chemical Physics*, 83 :5311–5324, 1985.
- [6] R. Pit, H. Hervet, and L. Léger. Direct experimental evidence of slip in hexadecane : solid interfaces. *Physical Review Letters*, 85(5) :980–983, 2000.
- [7] C. Cottin-Bizonne, B. Cross, A. Steinberger, and E. Charlaix. Boundary slip on smooth hydrophobic surfaces : intrinsic effects and possible artifacts. *Physical Review Letters*, 94(5) :056102, 2005.
- [8] P. A. Thompson and S. M. Troian. A general boundary condition for liquid flow at solid surfaces. *Nature*, 389(6649) :360–362, 1997.
- [9] J-L. Barrat and L. Bocquet. Large slip effect at a nonwetting fluid-solid interface. *Physical Review Letters*, 82(23) :4671–4674, 1999.
- [10] D.M. Tolstoi. Molecular theory for slippage of liquids over solid surfaces (in russian). *Doklady Akad. Nauk SSSR*, 85 :1089, 1952.
- [11] De Gennes, P-G. Ecoulements viscométriques de polymères enchevêtrés. 1979.
- [12] T. D. Blake. Slip between a liquid and a solid : D.M. Tolstoi’s (1952) theory reconsidered. *Colloids and Surfaces*, 47 :135–145, 1990.

-
- [13] L. Bocquet and J-L. Barrat. Hydrodynamic boundary conditions, correlation functions, and Kubo relations for confined fluids. *Physical Review E*, 49(4) :3079–3092, 1994.
- [14] E. Lauga, M. P. Brenner, and H. A. Stone. *Microfluidics : The no-slip boundary condition*, 2005.
- [15] V. S. J. Craig, C. Neto, and D. R. M. Williams. Shear-Dependent boundary slip in an aqueous newtonian liquid. *Physical Review Letters*, 87(5) :054504, 2001.
- [16] S. Lafon, A. Chennevière, F. Restagno, S. Merabia, and L. Joly. Giant slip length at a supercooled liquid-solid interface. *Physical Review E*, 107(2) :025101, 2023.
- [17] L. Bocquet and J-L. Barrat. Hydrodynamic boundary conditions and correlation functions of confined fluids. *Physical Review Letters*, 70(18) :2726–2729, 1993.
- [18] D. M. Huang, C. Sendner, D. Horinek, R. R. Netz, and L. Bocquet. Water Slippage versus Contact Angle : A Quasiuniversal Relationship. *Physical Review Letters*, 101(22) :226101, 2008.
- [19] L. Bocquet and E. Charlaix. Nanofluidics, from bulk to interfaces. *Chemical Society Reviews*, 39(3) :1073–1095, 2010.
- [20] M. Grzelka. Mécanismes de frottement aux interfaces polymères liquides / solide : propriétés de glissement et structure interfaciale. 2019. Thèse, Université Paris-Saclay.
- [21] M. Hénot. Slip of liquid polymers, Glissement de polymères liquides. 2018. Thèse, Université Paris Saclay.
- [22] K. B. Migler, H. Hervet, and L. Leger. Slip transition of a polymer melt under shear stress. *Physical Review Letters*, 70(3) :287–290, 1993.
- [23] E. Durliat, H. Hervet, and L. Leger. Influence of grafting density on wall slip of a polymer melt on a polymer brush. *Europhysics Letters*, 38(5) :383, 1997.
- [24] G. Massey, H. Hervet, and L. Leger. Investigation of the slip transition at the melt polymer interface. *Europhysics Letters*, 43(1) :83, 1998.
- [25] F. Brochard and P-G. De Gennes. Shear-dependent slippage at a polymer/solid interface. *Langmuir*, 8(12) :3033–3037, 1992.
- [26] A. Ajdari, F. Brochard-Wyart, P-G. de Gennes, L. Leibler, J. L. Viovy, and M. Rubinstein. Slippage of an entangled polymer melt on a grafted surface. *Physica A : Statistical Mechanics and its Applications*, 204(1) :17–39, 1994.
- [27] A. Ajdari, F. Brochard-Wyart, C. Gay, P-G. de Gennes, and J. Viovy. Drag on a Tethered Chain Moving in a Polymer Melt. *Journal de Physique II*, 5(4) :491–495, 1995.

- [28] L. Léger, H. Hervet, G. Massey, and E. Durliat. Wall slip in polymer melts. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 9(37) :7719, 1997.
- [29] M. Hénot, M. Grzelka, J. Zhang, S. Mariot, I. Antoniuk, E. Drockenmuller, L. Léger, and F. Restagno. Temperature-controlled slip of polymer melts on ideal substrates. *Physical Review Letters*, 121 :177802, 2018.
- [30] R. H. Dettre and R. E. JR. Johnson. Contact Angle Hysteresis. In *Contact Angle, Wettability, and Adhesion*, volume 43 of *Advances in Chemistry*, pages 136–144. 1964.
- [31] C. Huh and L.E Scriven. Hydrodynamic model of steady movement of a solid/liquid/fluid contact line. *Journal of Colloid and Interface Science*, 35(1) :85–101, 1971.
- [32] D. Bonn, J. Eggers, J. Indekeu, J. Meunier, and E. Rolley. Wetting and spreading. *Reviews of Modern Physics*, 81 :739–805, 2009.
- [33] O. V. Voinov. Hydrodynamics of wetting. *Fluid Dynamics*, 11(5) :714–721, 1976.
- [34] E. B. Dussan V. The moving contact line : the slip boundary condition. *Journal of Fluid Mechanics*, 77(4) :665–684, 1976.
- [35] R. G. Cox. The dynamics of the spreading of liquids on a solid surface. Part 2. Surfactants. *Journal of Fluid Mechanics*, 168 :195–220, 1986.
- [36] P-G. de Gennes. Wetting : statics and dynamics. *Reviews of Modern Physics*, 57(3) :827–863, 1985.
- [37] J. Eggers and H. A. Stone. Characteristic lengths at moving contact lines for a perfectly wetting fluid : the influence of speed on the dynamic contact angle. *J. Fluid Mech.*, 505 :309–321, 2004.
- [38] J. Eggers. Toward a description of contact line motion at higher capillary numbers. *Physics of Fluids*, 16(9) :3491–3494, 2004.
- [39] J. H. Snoeijer and B. Andreotti. Moving Contact Lines : Scales, Regimes, and Dynamical Transitions. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 45(1) :269–292, 2013.
- [40] L. H. Tanner. The spreading of silicone oil drops on horizontal surfaces. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 12(9) :1473, 1979.
- [41] D. Ausserré, A. M. Picard, and L. Léger. Existence and Role of the Precursor Film in the Spreading of Polymer Liquids. *Physical Review Letters*, 57(21) :2671–2674, 1986.
- [42] M. D. Lelah and A. Marmur. Spreading kinetics of drops on glass. *Journal of Colloid and Interface Science*, 82(2) :518–525, 1981.
- [43] H. P. Kavehpour, B. Ovrzyn, and G. H. McKinley. Microscopic and Macroscopic Structure of the Precursor Layer in Spreading Viscous Drops. *Physical Review Letters*, 91(19) :196104, 2003.

-
- [44] P-G. De Gennes and H. Hervet. Dynamique du mouillage : films précurseurs sur solide sec. *CR Acad. Sci. Paris*, 299 :499, 1984.
- [45] H. H. Wei, H. K. Tsao, and K. C. Chu. Slipping moving contact lines : critical roles of de Gennes’s ‘foot’ in dynamic wetting. *Journal of Fluid Mechanics*, 873 :110–150, 2019.
- [46] G. Berteloot. Mouillage, évaporation et déposition de particules : application au dip-coating. 2009. Thèse, Université Pierre et Marie Curie.
- [47] J-F. Joanny. Le mouillage, quelques problèmes statiques et dynamiques. 1985. Thèse, Collège de France.
- [48] S. H. Smith. On initial value problems for the flow in a thin sheet of viscous liquid. *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik ZAMP*, 20(4) :556–560, 1969.
- [49] A. M. Cazabat and M. A. C. Stuart. Dynamics of wetting : effects of surface roughness. *The Journal of Physical Chemistry*, 90(22) :5845–5849, 1986.
- [50] A. L. Biance, C. Clanet, and D. Quéré. First steps in the spreading of a liquid droplet. *Physical Review E*, 69(1) :016301, 2004.
- [51] J. C. Bird, S. Mandre, and H. A. Stone. Short-Time Dynamics of Partial Wetting. *Physical Review Letters*, 100(23) :234501, 2008.
- [52] K. G. Winkels, J. H. Weijs, A. Eddi, and J. H. Snoeijer. Initial spreading of low-viscosity drops on partially wetting surfaces. *Physical Review E*, 85(5) :055301, 2012.
- [53] D. Legendre and M. Maglio. Numerical simulation of spreading drops. *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, 432 :29–37, 2013.
- [54] K. Koch and W. Barthlott. Superhydrophobic and superhydrophilic plant surfaces : an inspiration for biomimetic materials. *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 367(1893) :1487–1509, 2009.
- [55] A. B. D. Cassie and S. Baxter. Wettability of porous surfaces. *Transactions of the Faraday Society*, 40(0) :546–551, 1944.
- [56] T. Onda, S. Shibuichi, N. Satoh, and K. Tsujii. Super-Water-Repellent Fractal Surfaces. *Langmuir*, 12(9) :2125–2127, 1996.
- [57] C. H. Choi, U. Ulmanella, J. Kim, C. M. Ho, and C. J. Kim. Effective slip and friction reduction in nanogated superhydrophobic microchannels. *Physics of Fluids*, 18(8) :087105, 2006.
- [58] P. Joseph, C. Cottin-Bizonne, J. M. Benoît, C. Ybert, C. Journet, P. Tabeling, and L. Bocquet. Slippage of Water Past Superhydrophobic Carbon Nanotube Forests in Microchannels. *Physical Review Letters*, 97(15) :156104, 2006.

- [59] C. Ybert, C. Barentin, C. Cottin-Bizonne, P. Joseph, and L. Bocquet. Achieving large slip with superhydrophobic surfaces : Scaling laws for generic geometries. *Physics of Fluids*, 19(12) :123601, 2007.
- [60] J. P. Rothstein. Slip on Superhydrophobic Surfaces. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 42(1) :89–109, 2010.
- [61] A. Lafuma and D. Quéré. Superhydrophobic states. *Nature Materials*, 2(7) :457–460, 2003.
- [62] G. McHale, S. Aqil, N. J. Shirtcliffe, M. I. Newton, and H. Y. Erbil. Analysis of Droplet Evaporation on a Superhydrophobic Surface. *Langmuir*, 21(24) :11053–11060, 2005.
- [63] D. Bartolo, F. Bouamrine, É. Verneuil, A. Buguin, P. Silberzan, and S. Moulinet. Bouncing or sticky droplets : Impalement transitions on superhydrophobic micropatterned surfaces. *Europhysics Letters*, 74(2) :299, 2006.
- [64] E. Bormashenko, R. Pogreb, G. Whyman, and M. Erlich. Cassie-Wenzel Wetting Transition in Vibrating Drops Deposited on Rough Surfaces : Is the Dynamic Cassie-Wenzel Wetting Transition a 2D or 1D Affair ? *Langmuir*, 23(12) :6501–6503, 2007.
- [65] R. N. Wenzel. Resistance of solid surfaces to wetting by water. *Industrial & Engineering Chemistry*, 28(8) :988–994, 1936.
- [66] L. Courbin, E. Denieul, E. Dressaire, M. Roper, A. Ajdari, and H. A. Stone. Imbibition by polygonal spreading on microdecorated surfaces. *Nature Materials*, 6(9) :661–664, 2007.
- [67] E. W. Washburn. The dynamics of capillary flow. *Physical Review*, 17 :273–283, 1921.
- [68] J. Bico, C. Tordeux, and D. Quéré. Rough wetting. *Europhysics Letters*, 55(2) :214, 2001.
- [69] C. Ishino, M. Reyssat, E. Reyssat, K. Okumura, and D. Quéré. Wicking within forests of micropillars. *Europhysics Letters*, 79(5) :56005, 2007.
- [70] S. J. Kim, M. W. Moon, K. R. Lee, D. Y. Lee, Y. S. Chang, and H. Y. Kim. Liquid spreading on superhydrophilic micropillar arrays. *Journal of Fluid Mechanics*, 680 :477–487, 2011.
- [71] J. Kim, M. W. Moon, and H. Y. Kim. Dynamics of hemiwicking. *Journal of Fluid Mechanics*, 800 :57–71, 2016.
- [72] S. R. Krishnan, J. Bal, and S. A. Putnam. A simple analytic model for predicting the wicking velocity in micropillar arrays. *Scientific Reports*, 9(1) :20074, 2019.
- [73] T. Cubaud and M. Fermigier. Faceted drops on heterogeneous surfaces. *Europhysics Letters (EPL)*, 55(2) :239–245, 2001.

-
- [74] A. Gauthier, M. Rivetti, J. Teisseire, and E. Barthel. Finite Size Effects on Textured Surfaces : Recovering Contact Angles from Vagarious Drop Edges. *Langmuir*, 30(6) :1544–1549, 2014.
- [75] D. Quéré, J.-M. di Meglio, and F. Brochard-Wyart. Making van der Waals Films on Fibers. *Europhysics Letters*, 10(4) :335, 1989.
- [76] G. Delon, M. Fermigier, J. H. Snoeijer, and B. Andreotti. Relaxation of a dewetting contact line. Part 2. Experiments. *Journal of Fluid Mechanics*, 604 :55–75, 2008.
- [77] J. H. Snoeijer, J. Ziegler, B. Andreotti, M. Fermigier, and J. Eggers. Thick Films of Viscous Fluid Coating a Plate Withdrawn from a Liquid Reservoir. *Physical Review Letters*, 100(24) :244502, 2008.
- [78] E. Rio and F. Boulogne. Withdrawing a solid from a bath : How much liquid is coated? *Advances in Colloid and Interface Science*, 247 :100–114, 2017.
- [79] R. V. Sedev and J. G. Petrov. Influence of geometry on steady dewetting kinetics. *Colloids and Surfaces*, 62(1) :141–151, 1992.
- [80] D. Quéré and E. Archer. The Trail of the Drops. *Europhysics Letters*, 24(9) :761, 1993.
- [81] D. Quéré. Fluid coating on a fiber. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 31(1) :347–384, 1999.
- [82] L. Landau and B. Levich. Dragging of a liquid by a moving plate. *Acta Physicochim*, 17(7) :42–54, 1942.
- [83] B. Derjaguin. On the thickness of the liquid film adhering to the walls of a vessel after emptying. *Acta Physicochim*, 20 :349–352, 1943.
- [84] F. Morey. Thickness of a liquid film adhering to a surface slowly withdrawn from the liquid. *Journal of research of the National Bureau of Standards*, 25 :385, 1940.
- [85] M. Maleki, M. Reyssat, F. Restagno, D. Quéré, and C. Clanet. Landau–Levich menisci. *Journal of Colloid and Interface Science*, 354(1) :359–363, 2011.
- [86] I. Cantat. Liquid meniscus friction on a wet plate : Bubbles, lamellae, and foams. *Physics of Fluids*, 25(3) :031303, 2013.
- [87] D. A. White and J. A. Tallmadge. A gravity corrected theory for cylinder withdrawal. *AIChE Journal*, 13(4) :745–750, 1967.
- [88] R.P. Spiers, C.V. Subbaraman, and W.L. Wilkinson. Free coating of a Newtonian liquid onto a vertical surface. *Chemical Engineering Science*, 29(2) :389–396, 1974.
- [89] A. de Ryck and D. Quéré. Gravity and Inertia Effects in Plate Coating. *Journal of Colloid and Interface Science*, 203(2) :278–285, 1998.

- [90] R. Krechetnikov and G. M. Homsy. Experimental study of substrate roughness and surfactant effects on the Landau-Levich law. *Physics of Fluids*, 17(10) :102108, 2005.
- [91] A. Koulago, V. Shkadov, D. Quéré, and A. de Ryck. Film entrained by a fiber quickly drawn out of a liquid bath. *Physics of Fluids*, 7(6) :1221–1224, 1995.
- [92] J. P. Kizito, Y. Kamotani, and S. Ostrach. Experimental free coating flows at high capillary and Reynolds number. *Experiments in Fluids*, 27(3) :235–243, 1999.
- [93] G. Orsini and V. Tricoli. A scaling theory of the free-coating flow on a plate withdrawn from a pool. *Physics of Fluids*, 29(5) :052106, 2017.
- [94] F. P. Bretherton. The motion of long bubbles in tubes. *Journal of Fluid Mechanics*, 10 :166–188, 1961.
- [95] R. Krechetnikov and G. M. Homsy. Experimental study of substrate roughness and surfactant effects on the landau-levich law. *Physics of Fluids*, 17(10) :102108, 2005.
- [96] J. Seiwert, C. Clanet, and D. Quéré. Coating of a textured solid. *Journal of Fluid Mechanics*, 669 :55–63, 2011.
- [97] H. Hasimoto. On the periodic fundamental solutions of the Stokes equations and their application to viscous flow past a cubic array of spheres. *Journal of Fluid Mechanics*, 5(2) :317–328, 1959.
- [98] L. Champougny, B. Scheid, F. Restagno, J. Vermant, and E. Rio. Surfactant-induced rigidity of interfaces : a unified approach to free and dip-coated films. *Soft Matter*, 11(14) :2758–2770, 2015.
- [99] C. W. Park. Effects of insoluble surfactants on dip coating. *Journal of Colloid and Interface Science*, 146(2) :382–394, 1991.
- [100] J. Ratulowski and H. C. Chang. Marangoni effects of trace impurities on the motion of long gas bubbles in capillaries. *Journal of Fluid Mechanics*, 210 :303–328, 1990.
- [101] R. Krechetnikov and G. M. Homsy. Surfactant effects in the Landau–Levich problem. *Journal of Fluid Mechanics*, 559 :429–450, 2006.
- [102] D. M. Campana, S. Ubal, M. D. Giavedoni, and F. A. Saita. Numerical prediction of the film thickening due to surfactants in the Landau–Levich problem. *Physics of Fluids*, 22(3) :032103, 2010.
- [103] D. M. Campana, S. Ubal, M. D. Giavedoni, and F. A. Saita. A deeper insight into the dip coating process in the presence of insoluble surfactants : A numerical analysis. *Physics of Fluids*, 23(5) :052102, 2011.

-
- [104] B. Scheid, J. Delacotte, B. Dollet, E. Rio, F. Restagno, E. A. van Nierop, I. Cantat, D. Langevin, and H. A. Stone. The role of surface rheology in liquid film formation. *Europhysics Letters*, 90(2) :24002, 2010.
- [105] J. Emile, H. Tabuteau, F. Casanova, and O. Emile. Bubble-wall friction in a circular tube. *Soft Matter*, 9 :4142–4144, 2013.
- [106] G.J. Hirasaki and J.B. Lawson. Mechanisms of foam flow in porous media : apparent viscosity in smooth capillaries. *Society of Petroleum Engineers Journal*, 25(02) :176–190, 1985.
- [107] B. Dollet and I. Cantat. Deformation of soap films pushed through tubes at high velocity. *Journal of Fluid Mechanics*, 652 :529–539, 2010.
- [108] C. Raufaste, A. Foulon, and B. Dollet. Dissipation in quasi-two-dimensional flowing foams. *Physics of Fluids*, 21(5) :053102, 2009.
- [109] I. Cantat, N. Kern, and R. Delannay. Dissipation in foam flowing through narrow channels. *Europhysics Letters (EPL)*, 65(5) :726–732, 2004.
- [110] N. D. Denkov, V. Subramanian, D. Gurovich, and A. Lips. Wall slip and viscous dissipation in sheared foams : Effect of surface mobility. *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, 263(1) :129–145, 2005.
- [111] J. Emile, A. Salonen, B. Dollet, and A. Saint-Jalmes. A Systematic and Quantitative Study of the Link between Foam Slipping and Interfacial Viscoelasticity. *Langmuir*, 25(23) :13412–13418, 2009.
- [112] S. Marze, D. Langevin, and A. Saint-Jalmes. Aqueous foam slip and shear regimes determined by rheometry and multiple light scattering. *Journal of Rheology*, 52(5) :1091–1111, 2008.
- [113] M. Le Merrer, R. Lespiat, R. Höhler, and S. Cohen-Addad. Linear and non-linear wall friction of wet foams. *Soft Matter*, 11(2) :368–381, 2015.
- [114] M. Marchand, F. Restagno, E. Rio, and F. Boulogne. Roughness-induced friction in liquid foams. *Physical Review Letters*, 124 :118003, 2020.
- [115] M. Reyssat, A. Pépin, F. Marty, Y. Chen, and D. Quéré. Bouncing transitions on microtextured materials. *Europhysics Letters (EPL)*, 74(2) :306–312, 2006.
- [116] J. Kim and C. J. Kim. Nanostructured surfaces for dramatic reduction of flow resistance in droplet-based microfluidics. In *Technical Digest. MEMS 2002 IEEE International Conference. Fifteenth IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (Cat. No.02CH37266)*, pages 479–482, 2002.

- [117] S. Gogte, P. Vorobieff, R. Truesdell, A. Mammoli, F. van Swol, P. Shah, and C. J. Brinker. Effective slip on textured superhydrophobic surfaces. *Physics of Fluids*, 17(5) :051701, 2005.
- [118] M. Sakai, J. H. Song, N. Yoshida, S. Suzuki, Y. Kameshima, and A. Nakajima. Direct Observation of Internal Fluidity in a Water Droplet during Sliding on Hydrophobic Surfaces. *Langmuir*, 22(11) :4906–4909, 2006.
- [119] R. Truesdell, A. Mammoli, P. Vorobieff, F. van Swol, and C. J. Brinker. Drag Reduction on a Patterned Superhydrophobic Surface. *Physical Review Letters*, 97(4) :044504, 2006.
- [120] C. H. Choi and C. J. Kim. Large Slip of Aqueous Liquid Flow over a Nanoengineered Superhydrophobic Surface. *Physical Review Letters*, 96(6) :066001, 2006.
- [121] C. Lee, C. H. Choi, and C. J. Kim. Structured Surfaces for a Giant Liquid Slip. *Physical Review Letters*, 101(6) :064501, 2008.
- [122] K. Watanabe, Y. Udagawa, and H. Udagawa. Drag reduction of Newtonian fluid in a circular pipe with a highly water-repellent wall. *Journal of Fluid Mechanics*, 381 :225–238, 1999.
- [123] J. Ou, B. Perot, and J. P. Rothstein. Laminar drag reduction in microchannels using ultrahydrophobic surfaces. *Physics of Fluids*, 16(12) :4635–4643, 2004.
- [124] J. Ou and J. P. Rothstein. Direct velocity measurements of the flow past drag-reducing ultrahydrophobic surfaces. *Physics of Fluids*, 17(10) :103606, 2005.
- [125] J. R. Philip. Flows satisfying mixed no-slip and no-shear conditions. *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik ZAMP*, 23(3) :353–372, 1972.
- [126] J. R. Philip. Integral properties of flows satisfying mixed no-slip and no-shear conditions. *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik ZAMP*, 23(6) :960–968, 1972.
- [127] E. Lauga and H. A. Stone. Effective slip in pressure-driven Stokes flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 489 :55–77, 2003.
- [128] A.J.B. Milne and A. Amirfazli. The Cassie equation : How it is meant to be used. *Advances in Colloid and Interface Science*, 170(1) :48–55, 2012.
- [129] H. J. Butt, C. Semperebon, P. Papadopoulos, D. Vollmer, M. Brinkmann, and M. Ciccotti. Design principles for superamphiphobic surfaces. *Soft Matter*, 9(2) :418–428, 2013.
- [130] C. O. Ng and C. Y. Wang. Stokes shear flow over a grating : Implications for superhydrophobic slip. *Physics of Fluids*, 21(1) :013602, 2009.

-
- [131] K. Karim, M. Z. Bazant, and H. A. Stone. Effective slip boundary conditions for arbitrary periodic surfaces : the surface mobility tensor. *Journal of Fluid Mechanics*, 658 :409–437, 2010.
- [132] J. Harting, C. Kunert, and H. J. Herrmann. Lattice Boltzmann simulations of apparent slip in hydrophobic microchannels. *Europhysics Letters*, 75(2) :328, 2006.
- [133] D. Maynes, K. Jeffs, B. Woolford, and B. W. Webb. Laminar flow in a microchannel with hydrophobic surface patterned microribs oriented parallel to the flow direction. *Physics of Fluids*, 19(9) :093603, 2007.
- [134] J. Hyväluoma and J. Harting. Slip Flow Over Structured Surfaces with Entrapped Microbubbles. *Physical Review Letters*, 100(24) :246001, 2008.
- [135] T. S. Wong, S. H. Kang, S. K. Y. Tang, E. J. Smythe, B. D. Hatton, A. Grinthal, and J. Aizenberg. Bioinspired self-repairing slippery surfaces with pressure-stable omniphobicity. *Nature*, 477(7365) :443–447, 2011.
- [136] H. F. Bohn and W. Federle. Insect aquaplaning : *Nepenthes* pitcher plants capture prey with the peristome, a fully wettable water-lubricated anisotropic surface. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 101(39) :14138–14143, 2004.
- [137] J. Li, E. Ueda, D. Paulssen, and P. A. Levkin. Slippery Lubricant-Infused Surfaces : Properties and Emerging Applications. *Advanced Functional Materials*, 29(4) :1802317, 2019.
- [138] S. Hardt and G. McHale. Flow and Drop Transport Along Liquid-Infused Surfaces. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 54(1) :83–104, 2022.
- [139] H. Pakzad, A. Nouri-Borujerdi, and A. Moosavi. Drag reduction ability of slippery liquid-infused surfaces : A review. *Progress in Organic Coatings*, 170 :106970, 2022.
- [140] M. Villegas, Y. Zhang, N. Abu Jarad, L. Soleymani, and T. F. Didar. Liquid-Infused Surfaces : A Review of Theory, Design, and Applications. *ACS Nano*, 13(8) :8517–8536, 2019.
- [141] C. Huang and Z. Guo. Fabrications and Applications of Slippery Liquid-infused Porous Surfaces Inspired from Nature : A Review. *Journal of Bionic Engineering*, 16(5) :769–793, 2019.
- [142] X. Chen, G. Wen, and Z. Guo. What are the design principles, from the choice of lubricants and structures to the preparation method, for a stable slippery lubricant-infused porous surface? *Materials Horizons*, 7(7) :1697–1726, 2020.
- [143] S. Peppou-Chapman, J. K. Hong, A. Waterhouse, and C. Neto. Life and death of liquid-infused surfaces : a review on the choice, analysis and fate of the infused liquid layer. *Chemical Society Reviews*, 49(11) :3688–3715, 2020.

- [144] B. R. Solomon, S. B. Subramanyam, T. A. Farnham, K. S. Khalil, S. Anand, and K. K. Varanasi. Lubricant-Impregnated Surfaces. In *Non-wettable Surfaces : Theory, Preparation, and Applications*, page 0. 2016.
- [145] S. S. Latthe, R. S. Sutar, A. K. Bhosale, S. Nagappan, C. S. Ha, K. K. Sadasivuni, S. Liu, and R. Xing. Recent developments in air-trapped superhydrophobic and liquid-infused slippery surfaces for anti-icing application. *Progress in Organic Coatings*, 137 :105373, 2019.
- [146] S. Heydarian, R. Jafari, and G. Momen. Recent progress in the anti-icing performance of slippery liquid-infused surfaces. *Progress in Organic Coatings*, 151 :106096, 2021.
- [147] A. K. Epstein, T. S. Wong, R. A. Belisle, E. M. Boggs, and J. Aizenberg. Liquid-infused structured surfaces with exceptional anti-biofouling performance. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 109(33) :13182–13187, 2012.
- [148] L. Xiao, J. Li, S. Mieszkin, A. Di Fino, A. S. Clare, M. E. Callow, J. A. Callow, M. Grunze, A. Rosenhahn, and P. A. Levkin. Slippery Liquid-Infused Porous Surfaces Showing Marine Antibiofouling Properties. *ACS Applied Materials & Interfaces*, 5(20) :10074–10080, 2013.
- [149] C. Howell, A. Grinthal, S. Sunny, M. Aizenberg, and J. Aizenberg. Designing Liquid-Infused Surfaces for Medical Applications : A Review. *Advanced Materials*, 30(50) :1802724, 2018.
- [150] K. Manabe, T. Matsubayashi, M. Tenjimbayashi, T. Moriya, Y. Tsuge, K. H. Kyung, and S. Shiratori. Controllable Broadband Optical Transparency and Wettability Switching of Temperature-Activated Solid/Liquid-Infused Nanofibrous Membranes. *ACS Nano*, 10(10) :9387–9396, 2016.
- [151] D. Tian, N. Zhang, X. Zheng, G. Hou, Y. Tian, Y. Du, L. Jiang, and S. X. Dou. Fast Responsive and Controllable Liquid Transport on a Magnetic Fluid/Nanoarray Composite Interface. *ACS Nano*, 10(6) :6220–6226, 2016.
- [152] J. D. Smith, R. Dhiman, S. Anand, E. Reza-Garduno, R. E. Cohen, G. H. McKinley, and L. K. Varanasi. Droplet mobility on lubricant-impregnated surfaces. *Soft Matter*, 9(6) :1772–1780, 2013.
- [153] J. S. Wexler, A. Grosskopf, M. Chow, Y. Fan, I. Jacobi, and H. A. Stone. Robust liquid-infused surfaces through patterned wettability. *Soft Matter*, 11(25) :5023–5029, 2015.
- [154] J. S. Wexler, I. Jacobi, and H. A. Stone. Shear-Driven Failure of Liquid-Infused Surfaces. *Physical Review Letters*, 114(16) :168301, 2015.

-
- [155] Y. Liu, J. S. Wexler, C. Schönecker, and H. A. Stone. Effect of viscosity ratio on the shear-driven failure of liquid-infused surfaces. *Physical Review Fluids*, 1(7) :074003, 2016.
- [156] F. Feuillebois, M. Z. Bazant, and O. I. Vinogradova. Effective Slip over Superhydrophobic Surfaces in Thin Channels. *Physical Review Letters*, 102(2) :026001, 2009.
- [157] A. V. Belyaev and O. I. Vinogradova. Effective slip in pressure-driven flow past super-hydrophobic stripes. *Journal of Fluid Mechanics*, 652 :489–499, 2010.
- [158] T. V. Nizkaya, E. S. Asmolov, and O. I. Vinogradova. Gas cushion model and hydrodynamic boundary conditions for superhydrophobic textures. *Physical Review E*, 90(4) :043017, 2014.
- [159] S. Hatte and R. Pitchumani. Analytical model for drag reduction on liquid-infused structured non-wetting surfaces. *Soft Matter*, 17(5) :1388–1403, 2021.
- [160] C. Schönecker, T. Baier, and S. Hardt. Influence of the enclosed fluid on the flow over a microstructured surface in the Cassie state. *Journal of Fluid Mechanics*, 740 :168–195, 2014.
- [161] W. Rong, H. Zhang, T. Zhang, Z. Mao, X. Liu, and K. Song. Drag Reduction Using Lubricant-Impregnated Anisotropic Slippery Surfaces Inspired by Bionic Fish Scale Surfaces Containing Micro-/Nanostructured Arrays. *Advanced Engineering Materials*, 23(1) :2000821, 2021.
- [162] H. A. Barnes. A review of the slip (wall depletion) of polymer solutions, emulsions and particle suspensions in viscometers : its cause, character and cure. *Previews of Heat and Mass Transfer*, 21(3) :241, 1995.
- [163] S. A. Khan, C. A. Schnepper, and R. C. Armstrong. Foam rheology : III. Measurement of shear flow properties. *Journal of Rheology*, 32(1) :69–92, 1988.
- [164] K. Golemanov, S. Tcholakova, N. D. Denkov, K. P. Ananthapadmanabhan, and A. Lips. Breakup of bubbles and drops in steadily sheared foams and concentrated emulsions. *Physical Review E*, 78(5) :051405, 2008.
- [165] C. A. Jimenez-Junca, J. C. Gummy, A. Sher, and K. Niranjana. Rheology of Milk Foams Produced by Steam Injection. *Journal of Food Science*, 76(9) :E569–E575, 2011.
- [166] S. Cohen-Addad, R. Höhler, and O. Pitois. Flow in Foams and Flowing Foams. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 45(1) :241–267, 2013.
- [167] M. Lexis and N. Willenbacher. Yield stress and elasticity of aqueous foams from protein and surfactant solutions – The role of

- continuous phase viscosity and interfacial properties. *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, 459 :177–185, 2014.
- [168] C. Goujon, N. Thomas, and B. Dalloz-Dubrujeaud. Monodisperse dry granular flows on inclined planes : Role of roughness. *The European Physical Journal E*, 11(2) :147–157, 2003.
- [169] M. Marchand. Frottement de mousses liquides sur des surfaces rugueuses. 2020. Thèse, Université Paris-Saclay.
- [170] S. Saintpère, B. Herzhaft, A. Toure, and S. Jollet. Rheological Properties of Aqueous Foams for Underbalanced Drilling. All Days :SPE–56633–MS, 10 1999.
- [171] G. Katgert, B. P. Tighe, M. E. Möbius, and M. van Hecke. Couette flow of two-dimensional foams. *Europhysics Letters*, 90(5) :54002, 2010.
- [172] M. E. Möbius, G. Katgert, and M. van Hecke. Relaxation and flow in linearly sheared two-dimensional foams. *EPL (Europhysics Letters)*, 90(4) :44003, 2010.
- [173] A. Poumaere, M. Moyers-González, C. Castelain, and T. Burghélea. Unsteady laminar flows of a Carbopol® gel in the presence of wall slip. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 205 :28–40, 2014.
- [174] M. Cloitre, R. Borrega, and L. Leibler. Rheological Aging and Rejuvenation in Microgel Pastes. *Physical Review Letters*, 85(22) :4819–4822, 2000.
- [175] R. Buscall. Letter to the Editor : Wall slip in dispersion rheometry. *Journal of Rheology*, 54(6) :1177–1183, 2010.
- [176] X. M. Zheng and J. M. Hill. Molecular dynamics simulation of granular flows : Slip along rough inclined planes. *Computational Mechanics*, 22(2) :160–166, 1998.
- [177] L. Jing, C. Y. Kwok, Y. F. Leung, and Y. D. Sobral. Characterization of base roughness for granular chute flows. *Physical Review E*, 94(5) :052901, 2016.
- [178] L. Isa, R. Besseling, and W. C. K. Poon. Shear Zones and Wall Slip in the Capillary Flow of Concentrated Colloidal Suspensions. *Physical Review Letters*, 98(19) :198305, 2007.
- [179] L. Keiser, A. Keiser, M. L’Estimé, J. Bico, and E. Reyssat. Motion of Viscous Droplets in Rough Confinement : Paradoxical Lubrication. *Physical Review Letters*, 122(7) :074501, 2019.
- [180] X. Zhang, E. Lorenceau, T. Bourouina, P. Basset, T. Oerther, M. Ferrari, F. Rouyer, J. Goyon, and P. Coussot. Wall slip mechanisms in direct and inverse emulsions. *Journal of Rheology*, 62(6) :1495–1513, 2018.

-
- [181] T. G. Mason, J. Bibette, and D. A. Weitz. Elasticity of Compressed Emulsions. *Physical Review Letters*, 75(10) :2051–2054, 1995.
- [182] F. Rouyer, S. Cohen-Addad, and R. Höhler. Is the yield stress of aqueous foam a well-defined quantity? *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, 263(1-3) :111–116, 2005.
- [183] S. Marze, R. M. Guillermic, and A. Saint-Jalmes. Oscillatory rheology of aqueous foams : surfactant, liquid fraction, experimental protocol and aging effects. *Soft Matter*, 5(9) :1937, 2009.
- [184] A. Saint-Jalmes and D. J. Durian. Vanishing elasticity for wet foams : Equivalence with emulsions and role of polydispersity. *Journal of Rheology*, 43(6) :1411–1422, 1999.
- [185] D. Germain and M. Le Merrer. Bubbles slipping along a crenelated wall. *Europhysics Letters*, 115(6) :64005, 2016.
- [186] W. Drenckhan, S. Gatz, and D. Weaire. Wave patterns of a rivulet of surfactant solution in a Hele-Shaw cell. *Physics of Fluids*, 16(8) :3115–3121, 2004.
- [187] S.J. Cox and E. Janiaud. On the structure of quasi-two-dimensional foams. *Philosophical Magazine Letters*, 88(9-10) :693–701, 2008.
- [188] M. Pasquet, L. Wallon, P.Y. Fusier, F. Restagno, and E. Rio. An optimized recipe for making giant bubbles. *The European Physical Journal E*, 45(12) :101, 2022.
- [189] I. Cantat, S. Cohen-Addad, F. Elias, F. Graner, R. Höhler, O. Pitois, F. Rouyer, and A. Saint-Jalmes. Les mousses : structure et dynamique. *Belin*, page 278 p., 2010.
- [190] S.A. Koehler, S. Hilgenfeldt, and H.A. Stone. Foam drainage on the microscale : I. Modeling flow through single Plateau borders. *Journal of Colloid and Interface Science*, 276(2) :420–438, 2004.
- [191] S. Cohen-Addad, R. Höhler, and O. Pitois. Flow in Foams and Flowing Foams. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 45(1) :241–267, 2013.
- [192] H. Darcy. Les fontaines publiques de la ville de dijon : Exposition et application des principes à suivre et des formules à employer dans les questions de distribution d'eau. *Paris, Victor Dalmont*, 1856.
- [193] I. I. Gol'dfarb, K. B. Kann, and I. R. Shreiber. Liquid flow in foams. *Fluid Dynamics*, 23(2) :244–249, 1988.
- [194] S. A. Koehler, S. Hilgenfeldt, and H. A. Stone. A generalized view of foam drainage : Experiment and theory. *Langmuir*, 16(15) :6327–6341, 2000.

- [195] J. Plateau. Statique expérimentale et théorique des liquides soumis aux seules forces moléculaires. *Gauthier-Villars*, (vol. 2), 1873.
- [196] F. J. Almgren and J. E. Taylor. The Geometry of Soap Films and Soap Bubbles. *Scientific American*, 235(1) :82–93, 1976.
- [197] E. Lorenceau, N. Louvet, F. Rouyer, and O. Pitois. Permeability of aqueous foams. *The European Physical Journal E*, 28(3) :293–304, 2009.
- [198] P. Tabeling and S. Chen. *Introduction to Microfluidics*. 2005.
- [199] C. Cohen. Mécanismes moléculaires de la friction aux interfaces polymères souples. (2011PA112279), 2011. Thèse, Université Paris Sud - Paris XI.
- [200] F Restagno, J Crassous, E. Charlaix, and M. Monchanin. A new capacitive sensor for displacement measurement in a surface force apparatus. *Measurement Science and Technology*, 12, 2001.
- [201] F. Pedregosa, G. Varoquaux, A. Gramfort, V. Michel, B. Thirion, O. Grisel, M. Blondel, P. Prettenhofer, R. Weiss, V. Dubourg, J. Vanderplas, A. Passos, D. Cournapeau, M. Brucher, M. Perrot, and E. Duchesnay. Scikit-learn : Machine learning in Python. *Journal of Machine Learning Research*, 12 :2825–2830, 2011.
- [202] E. Forel, E. Rio, M. Schneider, S. Beguin, D. Weaire, S. Hutzler, and W. Drenckhan. The surface tells it all : relationship between volume and surface fraction of liquid dispersions. *Soft Matter*, 12(38) :8025–8029, 2016.
- [203] A. Commereuc, M. Marchand, E. Rio, and F. Boulogne. Dynamics of bubbles spontaneously entering in a tube. *Soft Matter*, pages –, 2023. 10.1039/D3SM00677H.
- [204] J. Jurin. II. An account of some experiments shown before the royal society; with an enquiry into the cause of the ascent and suspension of water in capillary tubes. *Philosophical Transactions*, 30(355) :739–747, 1719.
- [205] J. M. Bell and F. K. Cameron. The flow of liquids through capillary spaces. *J. Phys. Chem.*, 10(8) :658–674, 1906.
- [206] R Lucas. Rate of capillary ascension of liquids. *Kolloid Z.*, 23 :15, 1918.
- [207] D. Quéré. Inertial capillarity. *Europhysics Letters*, 39(5) :533–538, 1997.
- [208] D. Quéré, É. Raphaël, and J.-Y. Ollitrault. Rebounds in a capillary tube. *Langmuir*, 15(10) :3679–3682, 1999.
- [209] B. Géraud, L. Jørgensen, L. Petit, H. Delanoë-Ayari, P. Jop, and C. Barentin. Capillary rise of yield-stress fluids. *EPL*, 107(5) :58002, 2014.

- [210] Y. Wang, S. Chen, and B. Wu. Self-driven penetration of droplets into non-wetting capillaries. *Computers & Fluids*, 154 :211–215, 2017.
- [211] G. R. Willmott, C. Neto, and S. C. Hendy. Uptake of water droplets by non-wetting capillaries. *Soft Matter*, 7 :2357–2363, 2011.
- [212] G. R. Willmott, A. Briole, and F. Szczepaniak. Inertial capillary uptake of drops. *Physical Review E*, 101 :043109, 2020.
- [213] J. G. Leidenfrost. *De aquae communis nonnullis qualitatibus tractatus*. Ovenius, 1756.
- [214] M. Clerget, A. Delvert, L. Courbin, and P. Panizza. Different scenarios of shrinking surface soap bubbles. *American Journal of Physics*, 89(3) :244–252, 2021.
- [215] D. P. Jackson and S. Sleyman. Analysis of a deflating soap bubble. *American Journal of Physics*, 78(10) :990–994, 2010.
- [216] K. G. Kornev, A. V. Neimark, and A. N. Rozhkov. Foam in porous media : thermodynamic and hydrodynamic peculiarities. *Advance Colloid Interface Science*, 82(1) :127–187, 1999.
- [217] E. Jones, T. Oliphant, P. Peterson, et al. SciPy : Open source scientific tools for Python, 2001–.
- [218] I. Cantat, S. Cohen-Addad, F. Elias, F. Graner, R. Höhler, O. Pitois, F. Rouyer, A. Saint-Jalmes, R. Flatman, and S. Cox. *Foams : Structure and dynamics*. 2013.